



Écoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement à saturation. Influence de la nature du fluide

Pascal Alix

► To cite this version:

Pascal Alix. Écoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement à saturation. Influence de la nature du fluide. Génie des procédés. Ecole Nationale Supérieure des Mines de Saint-Etienne, 1997. Français. <NNT : 1997INPG4203>. <tel-00842653>

HAL Id: tel-00842653

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-00842653>

Submitted on 9 Jul 2013

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE**

N° d'ordre : 161 CD

THESE

présentée par

Pascal ALIX

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE ET DE
L'ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE DE GAZ LIQUÉFIÉS INITIALEMENT À SATURATION. INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE.

SOUTENUE LE 3 OCTOBRE 1997 À SAINT-ETIENNE

JURY :	Monsieur :	SOUSTELLE M.	PRÉSIDENT
	Messieurs :	BOLLE L.	RAPPORTEUR
		LANCE M.	RAPPORTEUR
	Messieurs :	BIGOT J.P.	
		PY J.L.	
		NOËL N.	

**ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

**INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE**

N° d'ordre : 161 CD

THESE

présentée par

P a s c a l A L I X

pour obtenir le titre de

DOCTEUR

**DE L'INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE DE GRENOBLE ET DE
L'ÉCOLE NATIONALE SUPERIEURE DES MINES DE SAINT-ETIENNE**

ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES LORS DE LA VIDANGE DE GAZ LIQUÉFIÉS INITIALEMENT À SATURATION. INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE.

SOUTENUE LE 3 OCTOBRE 1997 À SAINT-ETIENNE

JURY :	Monsieur :	SOUSTELLE M.	PRÉSIDENT
	Messieurs :	BOLLE L.	RAPPORTEUR
		LANCE M.	RAPPORTEUR
	Messieurs :	BIGOT J.P.	
		PY J.L.	
		NOËL N.	

SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	1
A - BIBLIOGRAPHIE.....	5
I - ÉCOULEMENTS LIQUIDE-VAPEUR CRITIQUES	5
I.1- PRÉSENTATION DES PHÉNOMÈNES	5
I.2- NOTIONS D'ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES	6
I.3- ÉCOULEMENT CRITIQUE.....	9
II- PRINCIPAUX PARAMÈTRES.....	11
II.1- INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE.....	11
II.2- INFLUENCE DU TITRE EN AMONT	14
II.3- INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE	16
III- LES TRANSFERTS	18
III.1- LA VAPORISATION.....	18
III.2- LES FROTTEMENTS.....	23
IV- MODÈLES D'ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES CRITIQUES	26
IV.1- ÉQUATIONS DE CONSERVATION	27
IV.2- MODÉLISATION DE LA CRITICITÉ	29
IV.3 - MODÈLES HOMOGÈNES À L'ÉQUILIBRE.....	30
IV.4 - MODÈLES AVEC ÉCART DE VITESSE.....	34
IV.5- MODÈLES HOMOGÈNES HORS ÉQUILIBRE	36
V- CONCLUSIONS.....	41
B- INSTALLATION EXPÉRIMENTALE	43
I - SÉLECTION DES FLUIDES.....	43
I.1- DÉMARCHÉ SUIVIE	43
I.2- PHÉNOMÈNES ÉTUDIÉS ET MÉTHODE DE SÉLECTION.....	44

II - DESCRIPTION DE L'INSTALLATION	45
II.1- RÉSERVOIR D'ALIMENTATION.....	49
II.2- RÉSERVOIR DE RÉCUPÉRATION.....	53
II.3- LA CONDUITE	53
III - PRÉCISION DES MESURES.....	56
III.1 - LE RÉSERVOIR D'ALIMENTATION.....	56
III.2- LA CONDUITE	64
IV - MODES OPÉRATOIRES	65
IV.1- LE REMPLISSAGE INITIAL DE LA COLONNE D'ESSAI.....	65
IV.2- L'INERTAGE	66
IV.3- LE RECYCLAGE	66
IV.4- LE CHANGEMENT DE FLUIDE	66
IV.5- LE SITE	67
V - CONCLUSIONS	68
 C - ESSAIS PRÉLIMINAIRES	 71
I- DÉROULEMENT D'UN ESSAI.....	71
I.1- LE RÉSERVOIR D'ALIMENTATION.....	71
I.2- LES PRESSIONS DANS LA CONDUITE.....	75
II- DÉTECTION DE LA SATURATION.....	77
II.1- MÉTHODES ET PRÉCISIONS.....	77
II.2- COMPARAISON DES MÉTHODES.....	81
III- RÉALISATION D'UN ESSAI.....	82
IV- REPRODUCTIBILITÉ.....	84
IV.1- MESURES DANS LA COLONNE D'ESSAI.....	84
IV.2- MESURES SUR LA CONDUITE.....	86
IV.3- MESURES DU FLUX MASSIQUE.....	87
V- CRITICITÉ ET ADIABATICITÉ DES ESSAIS.....	88
V.1- CRITICITÉ.....	88
V.2- ADIABATICITÉ.....	90

VI- INFLUENCE DES PRINCIPAUX PARAMÈTRES	91
VI.1- LE TITRE EN AMONT (x_0).....	91
VI.2- LA GÉOMÉTRIE.....	93
VII- COMPARAISON AVEC LA LITTÉRATURE.....	98
VII.1- L'EAU.....	98
VII.2- LE R11.....	101
VII.3- CONCLUSIONS.....	103
VIII- CALCUL DE LA RUGOSITÉ DE LA CONDUITE DE VIDANGE	103
IX- SENSIBILITÉ DES MODÈLES À L'EXPRESSION DES FROTTEMENTS.....	106
IX.1- CHOIX DE LA CORRÉLATION POUR LES FROTTEMENTS	107
IX.2- VALEUR DE LA RUGOSITÉ DU TUBE.....	110
X- CONCLUSIONS GLOBALES	113
 D - RÉSULTATS ET DISCUSSIONS.....	 115
I- LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	115
I.1- ANALYSE DIMENSIONNELLE.....	115
I.2- RÉSULTATS ET CONCLUSIONS	116
I.3- COMPARAISON ENTRE LE BUTANE PUR ET COMMERCIAL	122
II- CONFRONTATION AUX MODÈLES QUI SUPPOSENT L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE.....	123
II.1- LES MODÈLES IHE ET ERM	123
II.2- LE MODÈLE HEM.....	127
III- MODÈLES HOMOGÈNES HORS ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE.....	131
III.1- LE MODÈLE HRM	131
III.2- LE MODÈLE DEM.....	138
IV- DISCUSSION SUR LE BIAIS OBSERVÉ.....	144
IV.1- DISCUSSION À PROPOS DE L'ENTRÉE DE LA CONDUITE	146
IV.2- DISCUSSION À PARTIR DE LA STRUCTURE DE DEM ET HRM.....	149

IV.3- DISCUSSION SUR LES CORRÉLATIONS	152
V- ESSAIS INITIALEMENT SOUS-REFROIDIS	160
VI- POUR L'UTILISATEUR.....	162
VI.1- COMPARAISON DES MODÈLES	162
VI.2- REMARQUES CONCERNANT LES CONDITIONS D'UTILISATION.	163
CONCLUSIONS	165
RÉFÉRENCES BIBLIOGRAPHIQUES.....	169
ANNEXES	A1
ANNEXE I : MESURES ET PRÉCISIONS.....	A1
ANNEXE II : TENDANCE DES FLUIDES À NUCLÉER DANS LA COLONNE D'ESSAI.....	A10
ANNEXE III : MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT	A12
ANNEXE IV : ÉVALUATION DE LA PRESSION PARTIELLE RÉSIDUELLE D'INERTE DANS LA COLONNE D'ESSAI APRÈS UNE PURGE	A20
ANNEXE V : RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX	A22
ANNEXE VI : ANALYSE DU BUTANE COMMERCIAL.....	A24
ANNEXE VII : CRITÈRES DE SÉLECTION	A25
ANNEXE VIII : PRODUITS SUJETS À CAUTION	A32

NOMENCLATURE

A	=	aire de la conduite (m ²)
a	=	coefficient de diffusion (m ² .s ⁻¹)
C _p	=	chaleur spécifique à pression constante (J/(kg.°K))
D	=	diamètre de la conduite (m)
G	=	flux massique (kg/(m ² .s))
G*	=	flux massique réduit = $G / \sqrt{V_{crit} / P_{crit}}$
h	=	enthalpie (J/kg)
H	=	coefficient d'échanges thermiques (W/(m ² .K))
k	=	conductivité thermique (W/(m.K))
L	=	longueur de la conduite (m)
M	=	masse molaire (kg/kmol)
P	=	pression (bar)
P ₀ *	=	pression réduite = P_0/P_{crit}
P _w	=	périmètre mouillé (m)
q	=	flux de chaleur (W/m ²)
R	=	Rayon de la conduite (m)
S	=	entropie (J/kg)
T	=	température (K)
u	=	vitesse (m.s ⁻¹)
v	=	volume spécifique (m ³ /kg)
W	=	débit massique (kg/s)
x	=	titre du mélange
z	=	axe de la conduite (m)

α	=	taux de vide
ε	=	rugosité (m)
Γ	=	taux de génération de vapeur
ξ	=	coefficient de perte de charge singulière
λ	=	coefficient de perte de charge linéique
μ	=	viscosité dynamique (Pa.s ⁻¹)
η	=	rapport entre pression à la section critique et pression en amont = P_C/P_0
ρ	=	masse volumique (kg/m ³)
σ	=	tension superficielle (N/m)
τ	=	contrainte tangentielle à la paroi (N/m ²)
θ	=	temps de relaxation (s)

Ja	=	nombre de Jacob
Pe	=	nombre de Pecklet
Nu	=	nombre de Nusselt
Re	=	nombre de Reynolds

INDICES

o	=	en amont, dans le réservoir
atm	=	atmosphérique
G	=	gaz
L	=	liquide
LG	=	G - L
C	=	critique (au sens sonique) ← conditions critiques ou bloquées
sat	=	à saturation
LI	=	du liquide à l'interface
ω	=	à la paroi
f	=	par friction
sortie	=	à la sortie de la conduite
m	=	du mélange
E	=	à l'équilibre thermodynamique
crit	=	point critique "thermodynamique" (courbe d'équilibre liquide-vapeur)
LM	=	liquide métastable
eb	=	d'ébullition
abs	=	absolue

EXPOSANTS

*	=	coordonnée réduite
i	=	initiale (avant la vidange)

INTRODUCTION

I - CONTEXTE DE L'ETUDE

Un gaz liquéfié est un produit dont l'état, à pression et température ambiantes, est gazeux. Les GPL (Gaz de Pétrole Liquéfiés) sont les plus connus du grand public. Cependant, l'Industrie des Procédés utilise un nombre important de gaz liquéfiés tels que le chlore ou l'ammoniac.

Il existe deux manières de stocker les gaz liquéfiés sous forme liquide : un réservoir à pression atmosphérique faisant appel à du matériel cryogénique, ou un réservoir pressurisé à température ambiante. La première solution ne s'applique généralement qu'aux stockages de plus de 3 000 m³ [C7]. Les réservoirs pressurisés sont donc très nombreux, et concernent la plupart des moyens de transport (camions citernes, wagons, ...).

Les fluides stockés sont généralement inflammables et/ou toxiques. Conscients des risques liés à leur conditionnement, les industriels et les pouvoirs publics ont mis en place une réglementation qui impose des études de danger (directive Sévés0, loi du 19 juillet 1976 relative aux installations classées pour la protection de l'environnement). En particulier, cela nécessite de modéliser les divers maillons résultants de la perte de confinement d'un réservoir pressurisé.

La situation envisagée est la rupture guillotine du plus gros piquage soutirant la phase liquide. Le liquide en amont du piquage est supposé être à la saturation. Le problème est de savoir à quelle distance le réservoir doit se trouver des habitations, routes ..., pour éviter toute intoxication ou explosion.

Bien modéliser l'écoulement dans le piquage, mais également le jet diphasique et le nuage résultants d'un tel accident (Fig α) est donc essentiel.

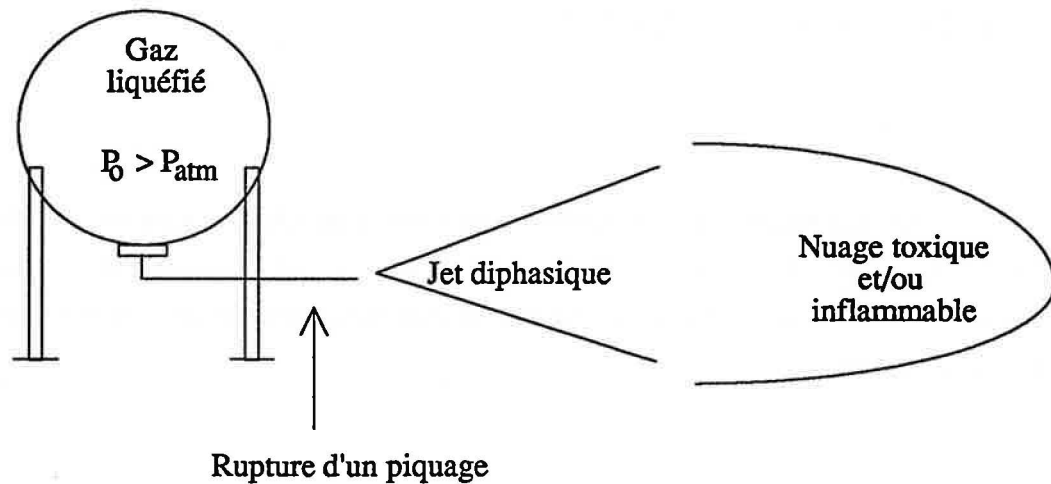


Fig α: Vidange accidentelle d'un réservoir pressurisé de gaz liquéfié.

L'équipe Thermohydraulique et Sécurité de l'École des Mines de Saint-Etienne, s'intéresse depuis une dizaine d'années à l'écoulement dans le piquage.

II - NATURE ET OBJECTIFS DE L'ÉTUDE

Dans le piquage, le gaz liquéfié subit une forte détente et se vaporise. L'écoulement est donc diphasique. Les études de sûreté des réacteurs nucléaires à eau sous pression ont donné lieu depuis plusieurs décennies à de nombreux travaux expérimentaux et théoriques sur de telles situations.

Cependant, vu le contexte de ces études, les modèles réalisés ont été uniquement validés avec des essais sur l'eau. Rares sont les expériences avec d'autres fluides. On trouve cependant quelques données avec les CFC, mais il est très difficile de les extrapoler. En effet, les résultats obtenus sont la plupart du temps liés au montage expérimental.

L'extrapolation des modèles aux fluides utilisés par l'industrie est donc très **problématique**. C'est pourquoi notre objectif est de **valider ces modèles pour différents fluides**. Cela implique de combler en partie le vide expérimental actuel. Le piquage est représenté par une **conduite horizontale cylindrique horizontale**. Le fluide en amont est supposé être à la **saturation**, car c'est le cas généralement considéré par les études de danger.

Cette étude s'inscrit dans un projet nommé GAZLIQ, mené en partenariat avec ELF-ATOCHEM, le G.E.S.I.P. et la S.N.P.E.-INGENIERIE.

L'étude bibliographique permet (Chapitre A) de présenter les écoulements diphasiques critiques, de faire la synthèse des modèles présentés, et de vérifier l'extrême pauvreté des résultats expérimentaux sur les autres fluides que l'eau.

Les fluides nous paraissant les plus pertinents sont choisis (Chapitre B). La réalisation d'essais nous amène à concevoir, dimensionner, réaliser et mettre au point une installation expérimentale de taille pilote, susceptible d'utiliser des produits inflammables.

Des essais préliminaires (Chapitre C) nous permettent de valider notre installation, et de tester la sensibilité de l'écoulement au titre en amont et à la géométrie de la conduite. Les caractéristiques utilisées par les modèles, de cette conduite, sont calculées.

Une campagne d'essais est réalisée, et nos résultats sont présentés de manière adimensionnelle (Chapitre D). La discussion porte d'abord sur les modèles les plus simples. Leur degré de complexité n'augmente que si leurs performances sont estimées insuffisantes.

BIBLIOGRAPHIE

Dans une première partie, nous décrirons qualitativement les écoulements diphasiques en conduite. Pour cela, nous présenterons tout d'abord la série d'évènements aboutissant à la création des deux phases liquide et vapeur. Cet écoulement ainsi formé est souvent critique. Par souci de clarté, nous définirons le vocabulaire spécifique au diphasique utilisé tout au long de ce manuscrit.

Dans une seconde partie, nous étudierons la sensibilité de l'écoulement aux conditions expérimentales, en nous focalisant sur le cas initialement à saturation.

Dans une troisième partie, nous présenterons les phénomènes liés aux différents transferts nous paraissant importants.

Enfin, dans une quatrième partie, nous nous intéresserons à la modélisation de ces écoulements. Nous déterminerons mathématiquement la façon de résoudre le système d'équations ainsi formé. Nous établirons ensuite une liste de modèles, classés selon les phénomènes qu'ils prennent en compte.

I - ÉCOULEMENTS LIQUIDE-VAPEUR CRITIQUES

I.1- PRÉSENTATION DES PHÉNOMÈNES

En entrant dans la conduite, le fluide stocké, supposé liquide à la saturation, est accéléré. Il y a transformation d'énergie potentielle en énergie cinétique, et la pression diminue. Cette pression devient inférieure à la pression de vapeur saturante et le fluide se vaporise. Nous sommes donc en présence d'un écoulement diphasique à un composant, i.e. liquide-vapeur.

La vaporisation abaisse la masse volumique dans la canalisation. Dans un tube de section constante, la conservation du flux massique impose alors que la vitesse augmente. Ce gain d'énergie cinétique fait de nouveau baisser la pression et accentue la vaporisation.

En parallèle, il y a une chute de pression continue plus ou moins importante et issue des frottements, qui est également source de vaporisation.

Dans la plupart des cas, la différence de pression entre le réservoir et l'atmosphère (l'aval) est telle que l'écoulement s'avère critique. En particulier, cela signifie que le débit de fuite est indépendant de la pression en aval de la canalisation (cf. A.I.3).

I.2- NOTIONS D'ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES

I.2.1- Définitions

a) États thermodynamiques mentionnés

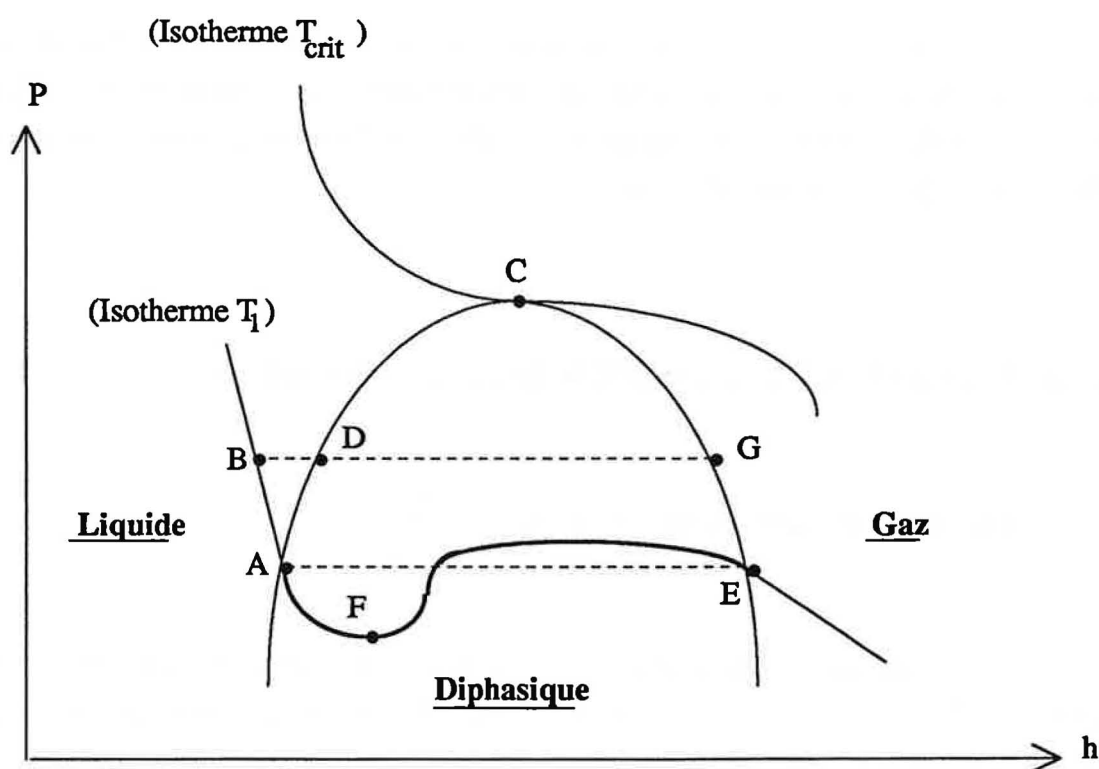


Figure A.I.2.1 : Visualisation des différents états du fluide

Dans un diagramme (P, h) nous dirons que:

→ le fluide est sous-refroidi s'il est liquide avec une pression supérieure à celle de vapeur saturante (figure A.I.2.1, segment [BA])

→ le fluide est à saturation s'il est liquide et en équilibre avec sa vapeur (figure A.I.2.1, états A et D)

→ le fluide est métastable s'il est liquide à une pression inférieure à la pression de vapeur saturante (figure A.I.2.1, segment [AF])

→ le point C est le point critique au sens thermodynamique

b) Notion de titre et de taux de vide

Le titre d'un écoulement diphasique est le rapport entre le débit massique de gaz et celui du mélange :

$$x = \frac{W_G}{W}$$

Dans le cas où les deux phases ont les mêmes vitesses et sont à l'équilibre thermodynamique, on peut montrer que :

$$x = \frac{v - v_L}{v_{LG}} \quad \text{et} \quad x = \frac{h - h_L}{h_{LG}}$$

L'indice "L" (resp. "G") se réfère aux états [A,D] (resp. G,E) de la figure (A.I.2.1). Partant de l'une des expressions précédentes, on peut étendre la notion de titre aux fluides sous-refroidis (par exemple, pour le point B, $x = \frac{[DB]}{[DG]}$).

Sozzi et Sutherland [S2] ont utilisé la première expression de x , Kevorkov *et al* [K1] la seconde. Notons que ce titre étendu peut être négatif et que ces deux expressions ne sont pas équivalentes pour des titres négatifs (valeurs du titre différentes pour un même état thermodynamique).

Nous avons un écoulement en conduite supposé monodimensionnel (cf. A IV.1). Pour une section donnée de la conduite, le **taux de vide** est le rapport entre l'aire occupée par le gaz, et celle occupée par l'écoulement, i.e. l'aire de la conduite :

$$\alpha = \frac{A_G}{A}$$

I.2.2- Structures d'écoulement

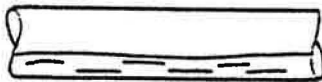
Dans le cas d'un écoulement sans changement de phase (type air-eau), il existe six régimes d'écoulements pour un tube horizontal :



- à bulles (bulles de gaz dans une phase liquide continue)



- à bouchons (bouchons de gaz formé par de nombreuses bulles coalescentes avec une phase liquide continue)



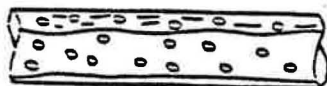
- stratifié (liquide sur le bas de la conduite)



- à vagues (écoulement stratifié mais avec des vagues à l'interface; du liquide peut-être entraîné par du gaz à l'interface)



- "slug" (les vagues touchent la paroi supérieure)



- annulaire (film de liquide à la paroi, au coeur du gaz contenant des gouttelettes)

De nombreux auteurs [C8, D3, D4] proposent alors des cartographies en fonction des vitesses superficielles de chaque phase (vitesse qu'aurait le gaz ou le liquide si il était seul en écoulement monophasique).

Les essais avec un seul composant (type eau-vapeur) sont beaucoup moins nombreux. Uchida et Narai [U1] ont visualisé la génération de vapeur dans une canalisation ($D = 4 \text{ mm}$, $L = 1.41 \text{ m}$). Ils notent que la vaporisation ne débute qu'au milieu du tube. A

quelques centimètres de la sortie, on a un mélange homogène de gouttelettes liquides dans du gaz, comme un brouillard.

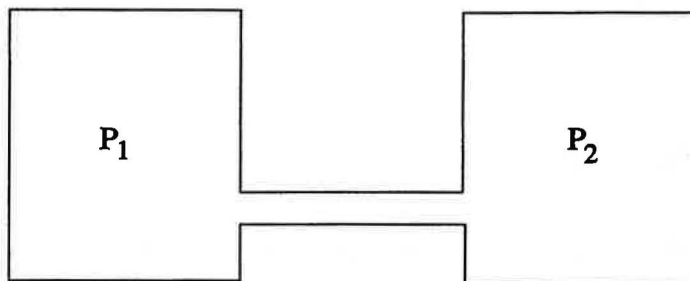
Al-Sahan [A1] confirme cette observation à la sortie ($D=4$ mm; $L=200, 400, 800$ mm). Toutefois, il voit en amont trois autres régimes : à bulles, slug et annulaire. Il note que la géométrie et la pression initiale ne semblent affecter que la longueur relative occupée par chaque régime.

Ces études ont été menées avec de l'eau. Il n'existe pas, à notre connaissance, d'études équivalentes avec d'autres fluides.

I.3- ÉCOULEMENT CRITIQUE

I.3.1- Définition; cas monophasique

Soient deux réservoirs reliés par une canalisation :



Lorsque les pressions sont égales, rien ne se passe. Par contre, si on diminue P_2 par exemple, un écoulement s'établit dans la canalisation. Si P_2 continue de diminuer, le débit atteint une valeur maximale indépendante de P_2 (cf. figure A.I.3.1)

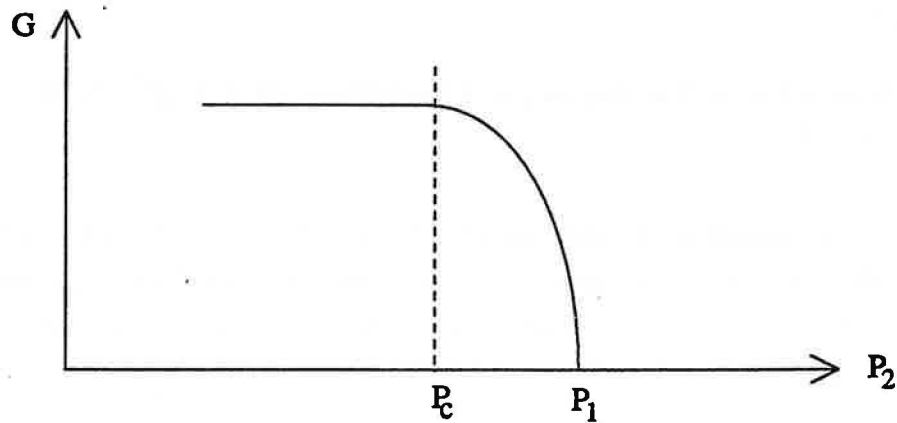


Figure A.I.3.1: Blocage du débit

Il existe alors une section où l'écoulement atteint la vitesse de propagation des petites perturbations, i.e. la vitesse du son. Cette section est appelée "section critique". Une perturbation en aval de la section critique ne peut affecter les différents profils en amont (pression, concentrations,...).

Pour un tube de section constante, la section critique se situe généralement à la sortie.

L'écoulement est dit "bloqué" (choked) ou encore "critique". La pression critique est la valeur de P_2 en dessous de laquelle la condition de criticité, définie ci-dessus, est vérifiée (P_c , sur la figure A.I.3.1).

I.3.2- Cas diphasique

Ce phénomène de "criticité", classique à propos des écoulements gazeux, se produit aussi pour les écoulements diphasiques. Il est cependant beaucoup plus difficile de définir la vitesse du son dans ce dernier cas, car la vitesse de propagation des petites perturbations diffère d'une phase à l'autre.

Delhaye [D2] indique que la vitesse du son est nettement plus faible dans les fluides diphasiques (quelques dizaines de m/s) que pour les gaz ou les liquides, et trace son évolution en fonction du taux de vide :

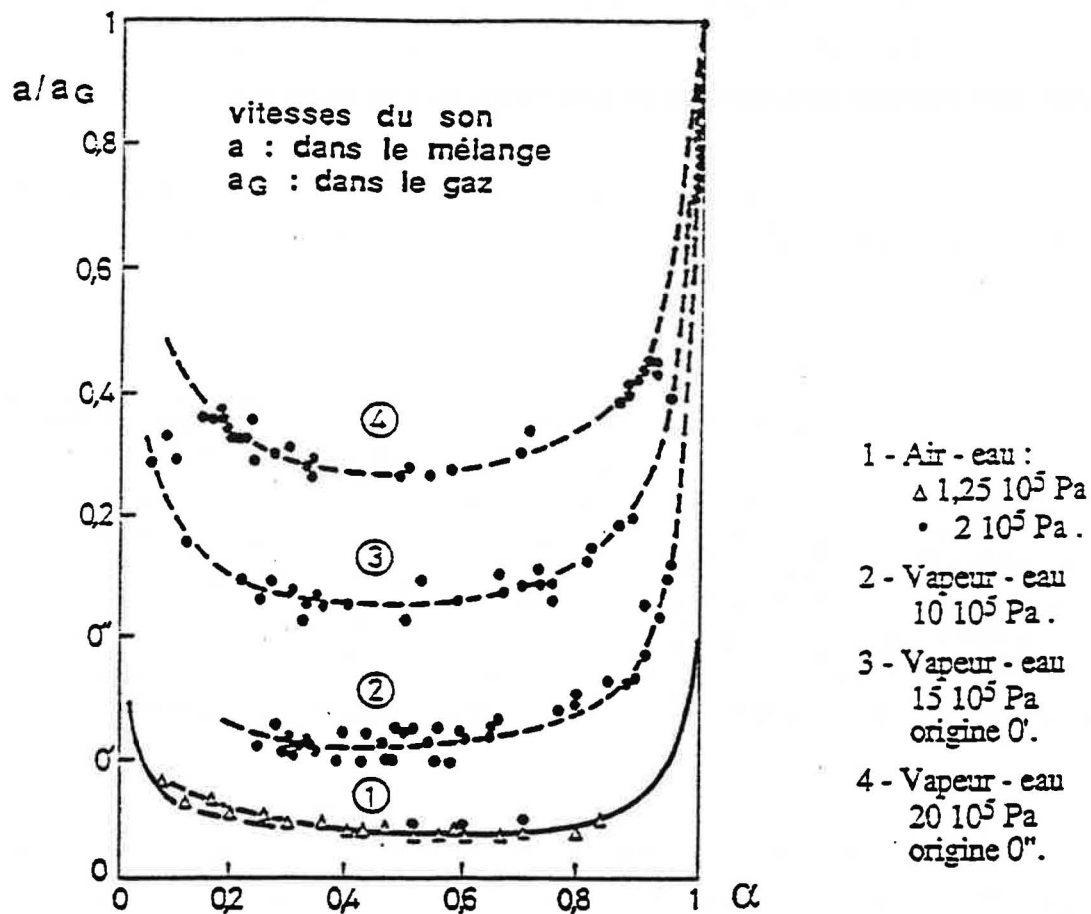


Fig. A.I.3.2: Vitesse du son dans un mélange diphasique en fonction du taux de vide, d'après Delhaye [D2]

II- PRINCIPAUX PARAMÈTRES

Cette partie étudie la sensibilité de l'écoulement aux conditions expérimentales (titre en amont, géométrie de la conduite) et à la nature du fluide.

II.1- INFLUENCE DE LA GÉOMÉTRIE

II.1.1- Critère d'équilibre thermodynamique

Un certain nombre d'auteurs ont constaté la faible dépendance du débit critique vis-à-vis de la longueur de la conduite, pour des longueurs supérieures à 0.1m. Ils en ont déduit que l'équilibre thermodynamique est vérifié au-delà de 10 cm.

Le tableau (A.II.1.1) récapitule les conditions expérimentales dans lesquelles ces observations ont été réalisées. Il est en partie issu d'une publication de Hardekopf et Mewes [H4,H5].

	Géométrie d'entrée	Diamètre D (mm)	Longueur d'équilibre (m)	P ₀ (bar)	Fluide
Fauske [F2]	bord vif	6.35	0.1	[7,83]	eau
Ogasawara [O1]	bord vif	[10,32.9]	0.1	9	eau
Sozzi [S2]	arrondie	12.7	0.127	[62,69]	eau
Uchida [U1]	bord vif	4	0.1	[2,8]	eau
Fletcher [F7]	bord vif	3.2	0.105	4	R11

Tableau A.II.1.1. Expériences où l'équilibre thermodynamique est réalisé à 0.1m

Pour des fluides, des géométries d'entrée, des diamètres et des pressions en amont différents, le critère ($L = 0.1m$) reste valable. Les conclusions des auteurs précédents sont renforcées par Fletcher [F8, F9] qui présente une synthèse. Il observe une longueur d'équilibre comprise dans l'intervalle $[0.1, 0.12m]$.

Cependant, un bon nombre d'autres auteurs n'arrivent pas au même résultat. Le tableau (A II.1.2), tiré de Viguié [V5], regroupe ces auteurs et leurs conditions expérimentales. La longueur d'équilibre est obtenue en se servant du même critère que Van Den Akker [V2]:

$$\text{Equilibre lorsque } G / G' \leq 1.15 \quad (\text{où } G' = G (L/D = 30))$$

	Géométrie d'entrée	Diamètre D (mm)	Longueur d'équilibre (m)	P ₀ (bar)	Fluide
Kevorkov [K1]	bord vif	[14,25]	0.2	90	eau
		[14,37.8]	0.4	3	
Ogasawara [O1]	bord vif	[10,50]	0.4	70	eau
Van Den Akker [V2]	arrondie	[29,43]	0.47	4.5	eau
	bord vif	3	0.05	8	R12, R114 C3, C4

Tableau A.II.1.2: Expériences où l'équilibre thermodynamique est réalisé à $L \neq 0.1m$

Kevorkov [K1] montre que cette longueur d'équilibre dépend de la pression en amont. Les conditions expérimentales semblent également influencer les résultats, ce qui contredit les conclusions du tableau (A II.1.1).

Pour des pressions en amont voisines, Van Den Akker [V2] et Kevorkov trouvent comme critère ($L \sim 0.4\text{m}$). Or, leurs diamètres sont très différents, ce qui semble indiquer que le diamètre joue peu sur la longueur d'équilibre thermodynamique.

Il existe donc de nombreux désaccords concernant le critère d'équilibre thermodynamique. Parmi les auteurs cités, seuls Sozzi et Sutherland [S2] ainsi que Kevorkov *et al* contrôlaient le titre en amont qui est un paramètre très important (cf. A.II.2). La présence involontaire d'une phase vapeur à l'entrée du tube peut expliquer une longueur d'équilibre bien inférieure.

En ce qui concerne Fletcher [F8, F9], nous remarquons que cet auteur se sert des résultats de Kevorkov *et al* pour appuyer ses conclusions. Or, comme nous l'avons vu, Kevorkov semble montrer que le critère n'est pas ($L > 0.1\text{m}$). En fait, Fletcher utilise une présentation qui écrase les écarts.

Nous proposons d'effectuer des essais pour des pressions en amont comprises dans l'intervalle [2, 11bar]. Le titre en amont sera supposé nul, i.e. l'écoulement initialement à saturation (pas de bulles en entrée). Vu ce qui précède, nous choisirons une conduite de longueur voisine à 0.5m pour que le débit soit indépendant de la longueur du tube.

II.1.2- La forme de l'entrée

Nous avons une conduite longue et un titre en amont nul. Sozzi et Sutherland [S2] montrent que pour $x_0 \geq 0.001$ la forme de l'entrée est peu influente (cf. figure A.II.1.1). A l'inverse, cette influence devient importante pour $x_0 \leq 0.001$. Des écarts de l'ordre de 30% peuvent être relevés sur G , entre une entrée arrondie ou à bord vif.

Même si nous ne disposons pas de points expérimentaux à la saturation pour ces longueurs, il semble qu'à la saturation la forme de l'entrée modifie peu le débit ($\sim 6\%$).

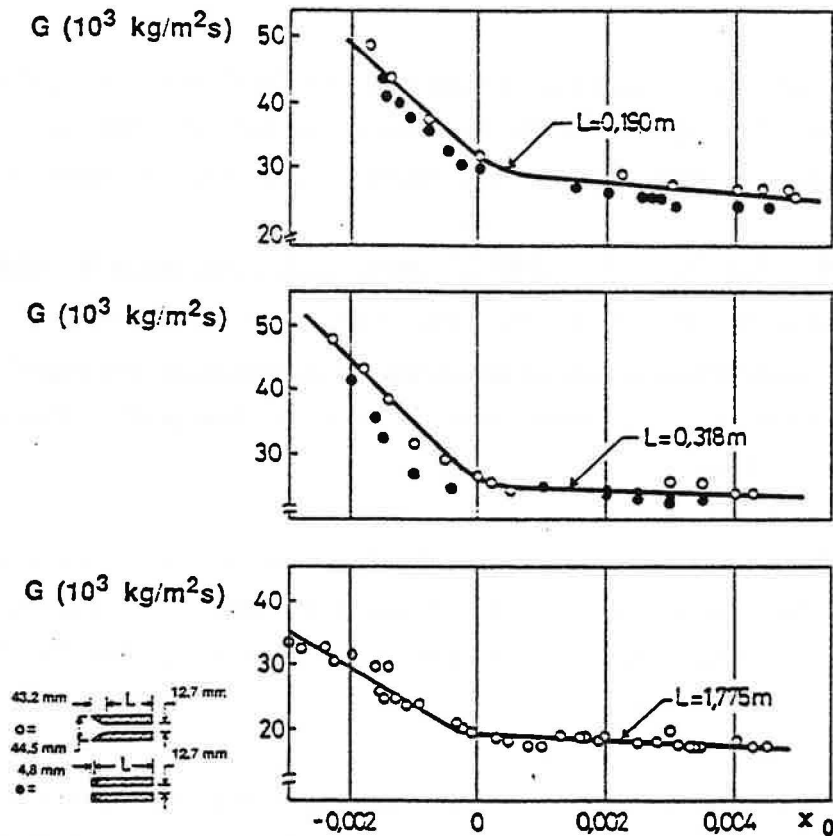


Figure AII.1.1. Influence de la forme de l'entrée sur le débit critique; Sozzi et Sutherland [S2]

Dans le cas qui nous intéresse, il semble que la forme de l'entrée a une influence limitée. Nous choisirons malgré cela une entrée arrondie pour nos propres essais, car c'est la géométrie qui perturbe le moins l'écoulement (absence de "vena contracta") et celle qui est la plus proche des modèles.

II.2- INFLUENCE DU TITRE EN AMONT

En 1975, Sozzi et Sutherland [S2] présentent des valeurs du débit critique pour différents titres en amont et longueurs de conduite. Le titre défini par ces auteurs a pour expression :

$$x = \frac{v - v_L}{v_{LG}}$$

Leur conclusion est que x_0 joue beaucoup sur la valeur du débit critique. Cependant, cette influence est surtout marquée dans le cas des écoulements sous-refroidis ($x_0 < 0$), lorsque la conduite a une longueur supérieure à 114 mm. Une partie de ces résultats est illustrée par la figure (A.II.1.1).

Deux ans plus tard, Kevorkov *et al.* [K1] mènent une étude similaire. Toutefois, le titre est donné par :

$$x = \frac{h - h_L}{h_{LG}}$$

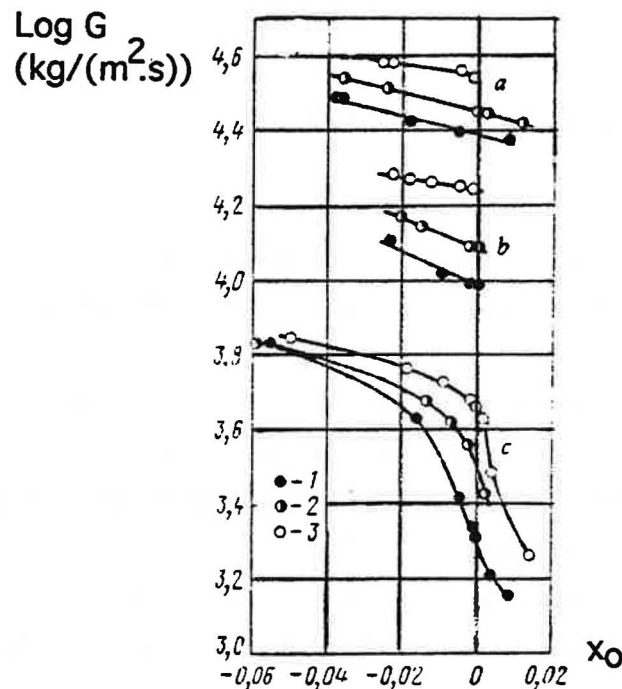


Fig. A.II.2.1: Influence du titre en amont sur le débit critique (Kevorkov et al. K1)

$a - P_0 = 90 \text{ bar}$ $b - P_0 = 40 \text{ bar}$ $c - P_0 = 3 \text{ bar}$
 $1 - L/D = 48$ $2 - L/D = 10$ $3 - L/D = 4$

Kevorkov *et al.* mesurent le degré de sous-refroidissement à 0.1°C près. Le titre en amont est donc déterminé de manière bien plus précise que celui de Sozzi et Sutherland.

Kevorkov *et al.* concluent eux aussi à la forte influence de x_0 sur le débit critique (figure A.II.2.1) pour les cas sous-refroidis, mais la qualité de leurs mesures leur permet de préciser que cette sensibilité est maximale au voisinage de la saturation.

Kevorkov *et al.* utilisent un montage expérimental performant, et des pressions en amont proches des nôtres. Nous pouvons donc raisonnablement prendre leur article comme référence, et penser que le titre en amont sera très influent pour nos essais.

En conclusion, dans les essais que nous réaliserons il faudra être capable de connaître l'instant où le liquide vidangé passe par la saturation ($x_0 = 0$) avec une grande précision.

II.3- INFLUENCE DE LA NATURE DU FLUIDE

Il existe peu de données concernant les autres fluides que l'eau. Le tableau (A II.3.1) rassemble les auteurs qui ont réalisé des essais à saturation avec des conduites assez longues.

Les débits critiques expérimentaux sont comparés à ceux obtenus avec le modèle IHE (cf A IV.3.1). En effet, si les écarts éventuels par rapport à IHE diffèrent selon le fluide, cela signifie que les phénomènes non pris en compte par ce modèle sont influents, et que leur ampleur diffère en fonction du fluide.

Ces phénomènes, qui sont essentiellement les déséquilibres thermodynamiques, les frottements et le glissement, se rattachent à la nature du fluide.

	Fluide	D (mm)	L (m)	P ₀ (bar)	G / G _{IHE}
Van Den Akker [V4]	R12	4	0.15	8	1
Uchida [U1]	Eau	4	0.2	7.84	1.4
			0.4	3.92	1.6
Fletcher [F8]	R11	3.2	0.32	4	0.8
Viguiier [V5]	Eau	8	0.595	3.7	1.2
	R11				0.8
	R113				1

Tableau A II.3.1. Influence de la nature du fluide sur le débit critique

Avec des géométries et pressions en amont voisines, les résultats de Van Den Akker [V4] et ceux de Uchida [U1] font apparaître des différences notables entre le R12 et l'eau.

Fletcher [F8] et Uchida nous permettent d'étendre ces conclusions pour l'eau et le R11. Cependant, une partie des écarts observés peut être liée à une longueur de conduite différente. Viguié [V5] montre bien les différences existantes entre le R11, l'eau et le R113.

Tous ces résultats tendent à montrer que les débits critiques n'obéissent pas aux mêmes lois suivant le fluide choisi. Cela ne pose qu'avec plus de force le problème de l'extrapolation des modèles testés sur l'eau aux autres fluides. Il faut toutefois nuancer nos propos, car ces auteurs contrôlaient mal les conditions en amont, et plus particulièrement le titre. Les écarts observés peuvent donc être, dans une proportion plus ou moins importante, le fruit de ces mauvaises conditions expérimentales.

Les essais de Nyren et Winter [N1] avec du SO_2 peuvent être signalés. Cependant, les résultats correspondent à un état initial sous-refroidi et incontrôlé. La géométrie utilisée (piquage vertical suivi d'une conduite horizontale) est en outre difficilement comparable à la nôtre.

Très récemment, Veneau [V6] a réalisé des décompressions sur un réservoir de propane. Sa ligne de décharge est verticale ($L=660\text{mm}$, $D=12\text{mm}$) et aboutit dans une buse de diamètre variable. L'objectif principal de son étude concerne le jet en aval de la buse. Toutefois, Veneau modélise le débit critique à la brèche. Elle montre la prépondérance des déséquilibres thermodynamiques, et la bonne précision du modèle HRM (cf A IV.5.1). Ses essais lui permettent de développer une corrélation spécifique au propane, nécessaire à une modélisation performante. Une fois de plus, cela souligne l'importance de la nature du fluide.

En conclusion, nous pouvons dire que la littérature présente des lacunes importantes concernant les essais sur d'autres fluides que l'eau. Cependant, le peu d'informations dont nous disposons tend à montrer l'importance de la nature du fluide.

Il est donc nécessaire de réduire ce vide expérimental. C'est ce que nous essaierons de faire par notre travail.

III- LES TRANSFERTS

Cette partie présente les phénomènes liés aux différents transferts (masse, quantité de mouvement, énergie) qui vont influencer l'écoulement. Nous nous intéresserons particulièrement à la vaporisation et aux frottements (chapitre D). Différentes corrélations les prenant en compte seront exposées, sans oublier de rappeler leur perfectibilité.

III.1- LA VAPORISATION

La vaporisation peut se décomposer en deux étapes : la nucléation (génération des bulles) et l'évolution des bulles générées (le grossissement).

La vaporisation tend à ramener et maintenir le fluide à l'équilibre thermodynamique ($T_L = T_G = T_{sat}$). Si la vaporisation était instantanée, l'équilibre régnerait partout [V2, R1]. Ce n'est pas le cas au vu de nombreuses observations [F2, U1, V1].

Cela s'explique par le fait que la nucléation nécessite une certaine énergie d'activation, et que les transferts thermiques entre phases limitent le grossissement. En effet, la phase gazeuse doit extraire une certaine quantité de chaleur du liquide environnant pour grossir. Bien entendu, les flux correspondants ne sont pas infinis et introduisent une cinétique.

Vraisemblablement, des écarts à l'équilibre thermodynamique seront présents sur une partie plus ou moins importante du tube.

III.1.1- La nucléation [V2, G1, Y1]

a) Le modèle homogène

La nucléation est supposée uniforme, et localisée au coeur du fluide. Pour exprimer le taux de nucléation (J), il est fait référence à l'enthalpie libre de chaque phase. La phase ayant l'enthalpie libre la plus forte est la plus instable : ce paramètre exprime donc quantitativement l'écart à l'équilibre thermodynamique. En supposant les bulles générées

sphériques et en transposant la théorie cinétique des gaz à ce problème, le taux de nucléation s'écrit:

$$J = N f \exp \left(- \frac{W_C}{k T_L} \right)$$

- où : N : nombre de molécules par unité de volume de liquide métastable
 T_L : température du liquide métastable
 k : constante de Boltzmann
 f : facteur de fréquence (nombre de molécules passant par l'interface).
 Il existe plusieurs façons de calculer f, Giot [G1] propose :

$$f = \sqrt{\frac{2 \sigma}{\pi M B}}$$

$$B = 2/3$$

W_C : travail critique, nécessaire pour former un noyau de taille critique (au-delà de laquelle le noyau croît spontanément), et :

$$W_C = \frac{4 \pi \sigma R^2}{3}$$

Ce modèle homogène convient bien au cas où le fluide est très pur (pas de gaz dissous, pas d'impuretés) et les parois très lisses. Les degrés de surchauffe doivent alors être importants (~ 100 K) pour engendrer une nucléation conséquente.

Le problème est que les observations expérimentales indiquent des surchauffes de quelques Kelvins seulement. Le modèle semble donc peu réaliste pour la vaporisation en conduite.

b) Le modèle hétérogène

Cette fois, la nucléation est supposée se produire à des endroits privilégiés: particules en suspension, cavités d'une paroi, gaz incondensable, Classiquement, les expressions du paragraphe précédent sont reprises, en leur ajoutant un coefficient empirique d'hétérogénéité (ϕ).

Le nombre de molécules (N) est remplacé par une densité de sites de nucléation (N_{ss}). Le taux de génération de vapeur devient :

$$J^* = N_{SS} f \exp \left(- \varnothing \frac{W_C}{kT_L} \right)$$

Le coefficient \varnothing est toujours inférieur à 1, pour signifier que le travail nécessaire à la formation d'un noyau critique ($\varnothing W_C$) est plus petit que dans le cas homogène (W_C).

Ce modèle convient à des situations plus communes (impuretés, cavités, ...) mais il faut encore de forts degrés de surchauffe pour nucléer. Une difficulté importante dans l'utilisation de ce modèle vient de ce qu'il faut aussi évaluer le nombre de sites de nucléation (N_{SS}), la fréquence (f_d) et le rayon (R_d) de départ des bulles.

Ce modèle prévoit des degrés de surchauffe toujours importants, et apporte donc peu d'amélioration par rapport au modèle homogène, en ce qui concerne la vaporisation en conduite.

c) Autovaporisation

Plus récemment, ont été développés à partir de la théorie de la nucléation hétérogène des modèles d'autovaporisation (par suite d'une détente) avec activation des microcavités aux parois. Yan [Y1] en fait une bonne synthèse. La particularité de ces modèles est de prévoir une quantité de bulles conséquente pour de faibles degrés de surchauffe (quelques K). Comme pour le modèle hétérogène, il faut connaître deux des trois paramètres suivants : la densité des sites de nucléation (N_{SS}), la fréquence (f_d) et le rayon (R_d) de départ des bulles. Yan, dont le but est d'améliorer le modèle de Shin-Jones [S1], cite pour cela de nombreuses corrélations.

En ce qui concerne la fréquence de départ, Yan fait une analyse dimensionnelle. Il montre qu'elle dépend fortement des effets thermiques, et établit une relation entre f_d et le groupement:

$$\frac{T_L - T_{sat}(P_L)}{T_{crit} - T_{sat}(P_L)} \frac{T_{sat}(P_L)}{T_{crit}}$$

Quant au rayon de départ, Kocamustafaogullari [K2] montre que, pour l'eau avec une paroi chauffante, il ne dépend pas du degré de surchauffe mais de la pression du système. Yan et Kocamustafaogullari utilisent une relation faisant appel à la géométrie des cavités, que nous ne connaissons pas. En revanche l'expression de Jones [S4] se montre plus exploitable:

$$R_d = 0,5787 \quad K_d^{5/7} \left[\left(\frac{\sigma R_C}{P_L} \right)^{1/2} \left(\frac{\mu_L}{\tau} \right)^{1/10} \left(\frac{P_L}{\mu_L} \right)^{3/10} \right]$$

$\begin{cases} R_C = \text{rayon critique déterminé par un principe d'énergie minimale pour la nucléation} \\ K_d = \text{coefficient ajustable} \end{cases}$

Ces modèles d'autovaporisation utilisent généralement des corrélations développées pour un liquide sous-refroidi en contact avec une paroi chauffante, et/ou le cas stagnant. Leur extrapolation à notre cas (paroi adiabatique et vitesses importantes) est donc discutable.

Cependant, il semble qu'à l'heure actuelle, ces modèles soient les plus proches de la réalité.

III.1.2- Le taux de génération de vapeur

Noté généralement Γ , il exprime la masse de fluide vaporisée par unité de temps et de volume. Lié au grossissement de bulles, Γ dépend des transferts de chaleur entre phases [V3].

Pour évaluer Γ de manière rigoureuse, il faut connaître la forme et l'évolution de l'interface liquide-vapeur ainsi que le mécanisme régissant les échanges thermiques (conduction, convection,...). Berne [B1] fait une synthèse des modèles prédisant Γ , et explique que les transferts de chaleur sont gouvernés par deux mécanismes simultanés:

→ à l'interface, les vitesses des phases sont égales et la conduction y est prépondérante
 → à une certaine distance de cet interface, le mouvement relatif des deux phases peut s'avérer conséquent, et il faut prendre en compte la convection entre le liquide et l'interface liquide-vapeur.

Berne distingue deux démarches pour le calcul de Γ : l'analytique qui tente de décrire l'interface et les transferts, et l'empirique qui se cale sur une expérience. Il préconise la première, plus physique, même si tous les modèles sont critiquables et qu'il faut toujours quantifier empiriquement certaines inconnues.

Plusieurs auteurs, dont Wolfert *et al.* [W1], arrivent à la conclusion que la convection n'est jamais négligeable. C'est pourquoi Berne recommande de choisir des

corrélations qui la prennent en compte. Il existe aussi des modèles qui tentent d'exprimer la turbulence et/ou le fractionnement des bulles, phénomènes qui accentuent les échanges.

L'expression de Vernier [V3], issue des travaux de Plesset et Zwick [P1] et Ruckenstein [R3], peut être retenue Elle a notamment été reprise par Yan [Y1] :

$$\Gamma = \frac{18}{\pi} \rho_G a_L \frac{\alpha}{R_b^2} Ja^2 \quad (\text{conduction pure})$$

$$\Gamma = \frac{3}{\sqrt{\pi}} \rho_G a_L \frac{\alpha}{R_b^2} Pe^{1/2} Ja \quad (\text{avec la convection})$$

III.1.3- Les transferts de chaleur à la paroi

Comme nous l'avons évoqué au paragraphe précédent, ils sont étroitement liés au taux de vaporisation. Caractériser ces transferts revient à donner une expression du coefficient d'échange thermique (H). Là encore, il existe de nombreuses corrélations, mais aussi un grand désaccord entre les auteurs [B1]. Toutefois, Hsu [H1] recommande la corrélation de Chen [C5] pour le "blowdown" :

$$H = AF + BS$$

avec:

$$A = 0.00122 \left(\frac{k_L^{0.79} C_{PL}^{0.45} \rho_L^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_L^{0.29} H_{LG}^{0.24} \rho_G^{0.24}} \right) (T_w - T_{sat}(P))^{0.24} (P_{sat}(T_w) - P)^{0.75}$$

$$B = 0.023 \frac{k_L}{D} \left(\frac{GD}{\mu_L} \right)^{0.8} \left(\frac{C_{PL} \mu_L}{k_L} \right)^{0.4}$$

F,S: coefficients pondérateurs fonctions des conditions expérimentales

A : effets microscopiques de la convection (grossissement des bulles)

B : effets macroscopiques de la convection

Collier [C2] partage cet avis pour un tube vertical mais, dans le cas d'un tube horizontal, propose [C3] la relation de Shah, qui tient compte de la stratification. Cependant, Chen et Shah traitent le cas d'un évaporateur et supposent donc les parois chauffées. Les vitesses évoquées sont d'un ordre de grandeurs inférieures aux nôtres, et le ratio L/D est 2 fois plus important.

La stratification sera vraisemblablement négligeable pour nos essais. De plus, la corrélation de Shah semble limitée aux réfrigérants tandis que celle de Chen semble convenir à tous les fluides non métalliques [C2]. Chen est donc critiquable, mais semble être une des meilleures possibles pour exprimer H.

III.2- LES FROTTEMENTS

Comme pour le cas monophasique, le gradient de pression dans la conduite peut être décomposé en trois parties :

$$\frac{dP}{dz} = \left(\frac{dP}{dz} \right)_g + \left(\frac{dP}{dz} \right)_a + \left(\frac{dP}{dz} \right)_f$$

g = pesanteur

a = accélération

f = friction

Notre conduite étant horizontale, la pesanteur peut être négligée. L'écoulement étant liquide-vapeur, l'accélération joue par contre un rôle important. Quant à la friction, même si on peut parfois lire qu'elle est faible pour un fluide initialement saturé, nous la prendrons en compte. Cela nous oblige donc à quantifier les frottements aux parois.

Le problème est qu'il existe de très nombreuses corrélations. Nous présenterons les plus courantes et tenterons de discerner les plus fiables. Bien entendu, la liste évoquée n'est pas exhaustive.

III.2.1- Corrélations classiques [G2, G3,C4]

a) Lockhart-Martinelli

Le gradient de pression par friction d'une phase K supposée turbulente est donné par la loi de Blasius :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_{Kf} = 0,3164 \left(\frac{\mu_K}{G_K D} \right)^{0,25} \frac{G_K^2}{2 \rho_K}$$

$$\text{avec } G_K = \alpha_K \rho_K u_K$$

Les auteurs définissent:

$$\Phi_K^2 = \left(\frac{\frac{dP}{dz}}{\left(\frac{dP}{dz} \right)_K} \right)_f \quad (K = G, L)$$

et:

$$X^2 = \frac{\Phi_G^2}{\Phi_L^2} = \text{paramètre de Lockhart - Martinelli}$$

Dans le cas où les deux phases sont turbulentes (symbolisées par l'indice "tt"), il vient:

$$X_{tt}^2 = \frac{\Phi_{G_{tt}}^2}{\Phi_{L_{tt}}^2} = \left(\frac{\mu_L}{\mu_G} \right)^{0.25} \frac{1-x}{x} \frac{\rho_G}{\rho_L}$$

Par la suite, Lockhart-Martinelli expriment $\Phi_{L_{tt}}^2$ en fonction du taux du vide.

En s'inspirant de Richardson:

$$\Phi_{L_{tt}}^2 = (1 - \alpha)^{-1.75}$$

Il vient :

$$\tau \frac{P_w}{A} = \left(\frac{dP}{dz} \right)_f = 0,3164 \left(Re_L^* \right)^{-0.25} \frac{\rho_L u_L^2}{2}$$

avec:

$$Re_L^* = \frac{\rho_L u_L D}{\mu_L}$$

b) Baroczy

Baroczy considère le débit total de l'écoulement, et non plus celui de chaque phase (G_k). Ce choix se traduit par un indice 0 sur les différents paramètres. Il correspond à une volonté de mieux modéliser les écoulements à un composant.

Il suppose les deux phases turbulentes, et utilise la relation de Blasius (avec $n = 2$) pour calculer le gradient de pression. Il montre que le rapport Φ_{L0}^2 est fonction de (x, G) et d'un paramètre y^2 défini par :

$$y^2 = \left(\frac{u_L}{u_G} \right)^{0.2} \frac{\rho_G}{\rho_L}$$

Ce dernier est à rapprocher du paramètre de Lockhart-Martinelli, lorsque le débit évoqué est le débit total de l'écoulement et l'exposant ($n=2$).

Cette corrélation est valable pour des fluides de nature différente : eau, sodium, mercure, R22.

c) Chisholm

Il reprend une démarche analogue à celle de Baroczy, mais :

$$\Phi_{L0}^2 = 1 + \left(y^2 - 1 \right) \left(Bx^{\frac{2-n}{2}} + x^{2-n} \right)$$

Dans une méthode, nommée "Baroczy-Chisholm", Chisholm propose de prendre y égal à celui de Baroczy. Le coefficient B est alors fonction du couple (G, y) .

d) Le modèle homogène

Le modèle homogène propose simplement une expression du gradient de pression identique à celle d'un écoulement monophasique. Ce dernier est essentiellement fonction du nombre de Reynolds (Re) et de la rugosité du tube (ϵ/D). On a :

$$\left(\frac{dP}{dz} \right)_f = \frac{P_w \tau}{A} = \frac{\lambda G^2}{2D \rho_L}$$

avec $\lambda = \lambda(Re, \epsilon/D)$ selon Colebrook [B6] et :

$$Re = \frac{GD}{\mu_m}$$

où μ_m représente la viscosité du mélange (elle peut avoir plusieurs expressions)

e) Corrélations en fonction du régime d'écoulement

Les cas "annulaire" et "à bulles" sont ceux qui ont fait l'objet d'un nombre conséquent d'investigations. Comme pour les transferts thermiques, ces modèles ont le mérite de vouloir tenir compte de la géométrie de l'interface, mais le problème est que les zones de transitions entre les différents régimes sont mal connues.

Leur application est donc délicate, et leur précision n'est pas meilleure que celle des modèles plus simples [C4].

III.2.2- Comparaison et conclusions

Dans son livre, Chisholm [C4] se base sur des comparaisons faites par Friedel. Ce dernier a étudié la précision de seize corrélations : Alia *et al.*, Chawla, Baroczy, Chisholm, Bruce, Hughmark, Kowalczewski, Lockhart-Martinelli, Loscher-Reingardt, Madsen, Marchatene-Hoglund, Marssali-Chawla, Nabizadeh, Premoli *et al.*, Smith et enfin Thom. Chisholm ajoute les modèles homogène, de Baroczy-Chisholm et Lombardi-Pedrocchi.

De toutes ces confrontations, Chisholm déduit que les corrélations sont d'une imprécision systématique. Cependant, pour les écoulements à un composant (liquide-vapeur), le modèle de Baroczy-Chisholm et le modèle homogène sont parmi les plus précis. Même si tous les auteurs que nous avons présentés n'ont pas été pris en compte par Chisholm, la diversité des modèles confrontés permet de reprendre ses conclusions sans gros risques. En particulier, le modèle homogène semble conjuguer efficacité et simplicité dans notre domaine d'étude, même si Chisholm le trouve moins bon que sa propre corrélation.

IV- MODÈLES D'ÉCOULEMENTS DIPHASIQUES CRITIQUES

Ces modèles peuvent se classer en fonction de leurs hypothèses simplificatrices. Nous distinguerons ceux qui prennent en compte le glissement, les écarts à l'équilibre thermodynamique, ou les deux à la fois.

Le tableau ci-dessous tente de synthétiser cette classification, dont les termes seront réexpliqués par la suite :

<u>Modèle</u>	<u>Glissement</u>	<u>Écarts à l'équilibre thermodynamique</u>
Homogène à l'équilibre	non	non
Homogène hors équilibre	non	oui
Avec écart de vitesse	oui	non
A deux fluides	oui	oui

Par la suite, nous ne développerons pas de modèles à deux fluides qui sont peu fiables malgré leur complexité. Ils font en effet appel à de nombreuses lois de fermeture et

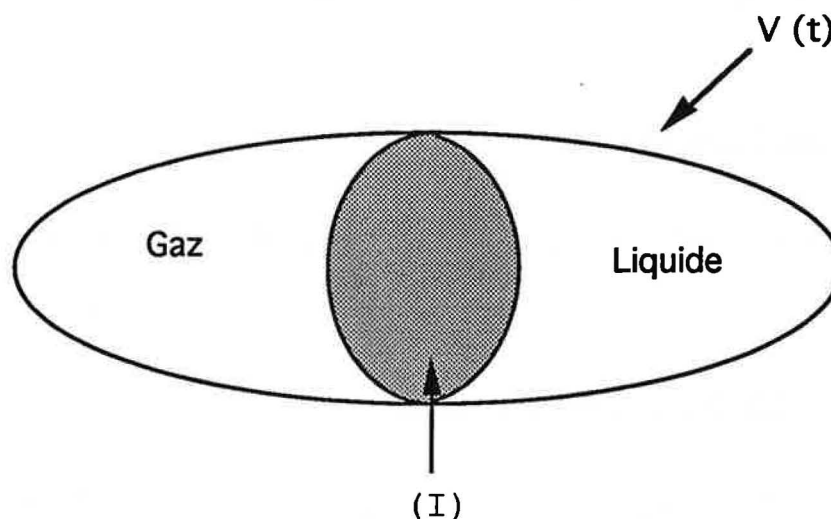
amènent un grand nombre de coefficients ajustables. Ces coefficients sont souvent difficiles à évaluer précisément, et peuvent influencer fortement les résultats du modèle [D8].

IV.1- ÉQUATIONS DE CONSERVATION

Tous les modèles s'appuient sur un système d'équations commun. Ce système est transformé en fonction des hypothèses simplificatrices énoncées ci-dessus.

Les bilans intégraux de masse, quantité de mouvement et énergie sont appliqués à un volume matériel $V(t)$, comme pour le cas monophasique.

Le problème vient du fait que $V(t)$ comporte du gaz et du liquide séparés par une interface (I) :



C'est pourquoi un bilan local est fait pour chacune des phases. Des conditions aux limites, encore appelées conditions de saut à l'interface, viennent s'y ajouter.

Les équations locales et instantanées ne peuvent pas être utilisées directement: les conditions aux limites ne sont pas connues, par exemple. C'est pourquoi les auteurs les moyennent temporellement et spatialement.

Le temps d'intégration est très grand devant celui lié aux structures turbulentes, et très petit devant les variations de l'écoulement. L'écoulement s'établissant dans une

conduite, le problème est supposé axisymétrique et même monodimensionnel (suivant l'axe de la conduite). La moyenne spatiale se fait alors sur une section de cette conduite.

A ce stade, les auteurs font de nombreuses simplifications. Nous ne les détaillerons pas, car nous sortirions du contexte de cette thèse. Toutefois, nous retenons que :

- l'écoulement est supposé 1D et stationnaire
- le produit des moyennes est la moyenne du produit (les moments sont égaux à 1)
- la pression (moyenne) est uniforme dans une section de la conduite
- la pesanteur n'a pas d'influence pour une conduite horizontale

Les équations moyennées s'écrivent [G4] :

Conservation globale de la matière :

$$\frac{d}{dz} [\alpha \rho_G u_G + (1 - \alpha) \rho_L u_L] = - \frac{1}{A} [\alpha \rho_G u_G + (1 - \alpha) \rho_L u_L] \frac{dA}{dz}$$

Conservation globale de la quantité de mouvement :

$$\frac{d}{dz} [\alpha \rho_G u_G^2 + (1 - \alpha) \rho_L u_L^2] + \frac{dP}{dz} = - \frac{1}{A} [\alpha \rho_G u_G^2 + (1 - \alpha) \rho_L u_L^2] \frac{dA}{dz} - \frac{P_w}{A} \tau$$

Conservation globale de l'énergie :

$$\begin{aligned} & \frac{d}{dz} \left[\alpha \rho_G u_G \left(h_G + \frac{u_G^2}{2} \right) + (1 - \alpha) \rho_L u_L \left(h_L + \frac{u_L^2}{2} \right) \right] \\ &= - \frac{1}{A} \left[\alpha \rho_G u_G \left(h_G + \frac{u_G^2}{2} \right) + (1 - \alpha) \rho_L u_L \left(h_L + \frac{u_L^2}{2} \right) \right] \frac{dA}{dz} + q \end{aligned}$$

Remarques :

- les quantités ci-dessus sont toutes moyennes
- le flux de chaleur depuis l'extérieur q sera nul par la suite, car nous considérerons l'écoulement adiabatique
- pour plus de détails sur l'établissement de ces équations et les simplifications faites, se reporter aux ouvrages de Giot [G4], Delhay [D5, D6, D7] ou Réocreux [R4].

IV.2- MODÉLISATION DE LA CRITICITÉ

Les équations de conservation, à une section donnée, peuvent se mettre sous une forme matricielle [B2]. Pour cela, il faut choisir son système de variables (x_i), et faire apparaître leurs dérivées premières en facteur. Il en découle une matrice principale (B_{ij}) regroupant les multiplicateurs de ces dérivées premières. Restent alors des termes qualifiés de "termes de droite" (c_j), liés à la géométrie ou aux transferts. Ces termes de droite nécessitent la plupart du temps une loi permettant leur calcul, appelée loi de fermeture.

Les équations de conservation s'écrivent alors:

$$B_{ij} \frac{d x_i}{dz} = c_j$$

La solution d'un tel système est connue, et vérifie :

$$\frac{d x_i}{dz} = \frac{N_i}{\Delta}$$

Δ = déterminant de la matrice principale

N_i = déterminant de la matrice principale dans laquelle la $i^{\text{ème}}$ colonne est remplacée par le vecteur c_j .

Bouré et al [B2] ont identifié les conditions d'apparition d'un blocage du débit comme étant:

$$\begin{aligned} \Delta &= 0 \\ N_i &= 0, \forall i \end{aligned}$$

Ces conditions correspondent à une solution indéterminée, et définissent mathématiquement des points singuliers. Bilicki *et al.* [B4] se sont penchés sur l'analyse géométrique des solutions. Les points singuliers peuvent être des points selles, des noeuds ou des spirales. En pratique, ce sont généralement des points selles.

Pour une conduite de section constante, la section critique est généralement à la sortie. Pour des conditions thermodynamiques initiales données, le débit critique peut être interprété comme la valeur maximale du débit dans une configuration possible d'écoulement ($\Delta \neq 0$ sur toute la longueur), et la valeur minimale dans le cas impossible ($\Delta = 0$ avant la sortie).

IV.3 - MODÈLES HOMOGÈNES À L'ÉQUILIBRE

Ces modèles supposent le mélange diphasique homogène, i.e. les vitesses des deux phases égales ($u_G = u_L = u$). D'autre part, l'équilibre thermodynamique est admis ($T_G = T_L = T = T_{sat}$).

Le mélange peut alors être considéré comme un pseudo-fluide, dont les propriétés et les variables d'état sont les moyennes pondérées de celles du gaz et du liquide :

$$\begin{cases} v = v_L(P) + x v_{LG}(P) \Rightarrow x = x(v, P) \\ h = h_L(P) + x h_{LG}(P) \Rightarrow h = h(v, P) \end{cases}$$

Le système initial comporte 5 inconnues (v, P, h, u, x). Ce nombre peut être réduit à trois en tenant compte des équations ci-dessus. Le système est donc fermé si les expressions de (A, τ, q) sont connues.

A ce niveau, il est possible d'introduire de nouvelles hypothèses, concernant notamment la nature de la détente subie tout au long du tube.

IV.3.1- Modèle IHE (Isentropic Homogeneous Model)

La détente est supposée **isentropique**. Cela implique la disparition des frottements ($\tau = 0$) et des transferts de chaleur avec l'extérieur ($q = 0$).

La dénomination "IHE." est issue de l'article de Collins [C6]. Elle nous a paru utile car elle permet de distinguer l'hypothèse d'isentropie avec la notation HEM. Cependant, il n'est pas rare de rencontrer des publications dans lesquelles HEM englobe l'hypothèse d'isentropie.

Un bilan d'entropie entre l'amont de la conduite (réservoir de stockage) et une section quelconque du tube donne:

$$s_0 = s_{L0} + x_0 s_{LG0} = s = s_L + x s_{LG}$$

$$\Rightarrow x = \frac{s_0 - s_L}{s_{LG}} \quad (1)$$

La conservation de l'énergie entre ces deux sections amène :

$$h_0 + \frac{u_0^2}{2} = h + \frac{u^2}{2}$$

Et en supposant l'amont stagnant :

$$h_0 = \frac{u^2}{2} + h \quad (2)$$

il est déduit de (2) que le flux massique :

$$G = \frac{u}{v} = \frac{\sqrt{2(h_0 - h)}}{v}$$

$$\text{avec : } \begin{cases} h = h_L + x h_{LG} \\ v = v_L + x v_{LG} \\ h_0 = h_{L0} + x_0 h_{LG0} \\ x \text{ donné par (1)} \end{cases}$$

En choisissant d'écrire les bilans entre l'amont et la sortie de la conduite, G devient uniquement fonction des conditions en amont (fixées) et de la pression de sortie (P_{sortie}). En particulier, il ne dépend pas de la géométrie du tube. Pour connaître le flux massique critique (G_c), il faut encore maximiser cette expression en faisant varier le seul paramètre (P_{sortie}) :

$$G_c = \text{Max} [G (P_{\text{sortie}})]$$

La pression de sortie à laquelle G_c est atteint est la pression critique P_c .

Remarque :

Dans le cas initialement saturé, le titre en amont est nul ($x_0 = 0$). Par conséquent, on obtient :

$$G_c = \text{Max} \left(\frac{\sqrt{2 (h_{L0} - h_L - x h_{LG})}}{v_L + x v_{LG}} \right)$$

$$x = \frac{s_{L0} - s_L}{s_{LG}}, \quad P_0 \text{ connue}$$

IV.3.2- Modèle ERM (Equilibrium Rate Model)

Fauske et Epstein [F4] ajoutent plusieurs hypothèses au modèle IHE :

- la pression critique est proche de la pression amont ($P_c \sim P_0$)
- la qualité reste faible dans le tube ($x_c \sim 0$)
- le fluide est initialement saturé ($x_0 \sim 0 \Rightarrow x_c \sim x_0$)
- le liquide est incompressible

En combinant la conservation de l'énergie et la condition d'isentropie, le débit critique s'écrit, quel que soit le modèle:

$$G_c = \sqrt{-\frac{dP}{dv}}$$

En y associant les simplifications énoncées ci-dessus, il vient :

$$G_c = \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \sqrt{\frac{1}{c_{pL} T_{sat}}}$$

Même si les hypothèses faites semblent très grossières pour une conduite longue, le modèle ERM est intéressant car idéal pour les ingénieurs. En effet, le débit critique ne dépend que des conditions en amont connues, ce qui le rend extrêmement simple à calculer.

Il est possible de rencontrer ce modèle sous la dénomination "FAUSKE", notamment dans l'industrie chimique.

IV.3.3- Le modèle HEM (Homogeneous Equilibrium Model. [B4])

La détente est supposée **adiabatique** ($q = 0$). Les frottements ne sont plus négligeables, et il faut se donner une expression de τ . Ce problème est évoqué au paragraphe (A III.2), et un choix entre plusieurs modèles sera possible.

Le fait de conserver τ dans les équations empêche tout bilan simple entre l'amont et la sortie du tube. Des intégrales apparaissent et cela nécessite un calcul pas à pas, tout au long du tube.

Comme pour IHE, il y a trois inconnues. En retenant (v , u , T), le système obtenu est de la forme :

$$(B_{ij}) \begin{pmatrix} \frac{dv}{dz} \\ \frac{du}{dz} \\ \frac{dT}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-u}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{P_w \tau}{A} \\ \frac{P_w \tau}{A} \end{pmatrix}$$

Les coefficients de la matrice (B_{ij}) et les termes de droite sont donnés en annexe III.

IV.4 - MODÈLES AVEC ÉCART DE VITESSE

Les modèles homogènes considèrent deux phases à la même vitesse. Cependant, soumise à un même gradient de pression, la vapeur subira une accélération beaucoup plus forte que le liquide puisque sa densité est bien inférieure. Il est donc aisé de concevoir que les vitesses des phases soient en réalité différentes, surtout pour des écoulements à structure séparée du type annulaire ou stratifié.

IV.4.1- Modèle de Moody

Moody [M1] s'intéresse au cas d'un convergent. Il suppose l'écoulement annulaire, et symbolise le glissement par le rapport des vitesses de chaque phase :

$$K = \frac{u_G}{u_L}$$

Par analogie avec Fanno en monophasique [G5], il utilise le bilan d'énergie en supposant l'écoulement adiabatique :

$$\begin{cases} dG = 0 & (\text{masse}) \\ dE = 0 & (\text{énergie}) \end{cases}$$

Moody maximise donc l'énergie. La condition de criticité impose que l'entropie soit également maximale à la section critique, et ceci à cause des frottements :

$$dS = 0$$

En utilisant la conservation de l'énergie entre l'amont et la sortie, il vient :

$$\begin{cases} G = \frac{u}{v} = \sqrt{\frac{2(h_0 - h_L - x h_{LG})}{v_m}} \\ \text{avec } v_m = (x v_G + (1 - x) K v_L)^2 \left(x + \frac{1 - x}{K^2} \right) \end{cases}$$

Le débit est donc fonction des conditions en amont fixées, de la pression à la sortie et du glissement. A ce niveau, Moody suppose que K est une variable indépendante. Pour calculer le débit critique, il lui faut donc maximiser l'expression précédente de G en fonction des deux variables (P , K):

$$\begin{cases} \frac{dG}{dP} = 0 \\ \frac{dG}{dK} = 0 \end{cases}$$

La deuxième condition amène à la sortie: $K = \left(\frac{v_G}{v_L} \right)^{1/3}$

La première donne : $G_c = \sqrt{-2 \frac{dh}{dP} \left(\frac{dv_m}{dP} \right)^{-1}}$

et comme à la section critique l'entropie est maximale ($dS = 0$) :

$$G_c = \sqrt{-2 v \left(\frac{dv_m}{dP} \right)^{-1}}$$

IV.4.2- Modèle de Fauske

Fauske [F1, F3] considère également un écoulement du type annulaire et symbolise le glissement par le ratio des vitesses. La différence avec Moody vient du fait que Fauske procède par analogie avec Rayleigh [G5], i.e. utilise la conservation de la quantité de mouvement en supposant les frottements nuls.

A la section critique, l'écoulement atteint son maximum d'entropie à cause du transfert de chaleur à la paroi. Le système est :

$$\begin{cases} dG = 0 & (\text{masse}) \\ dI = 0 & (\text{quantité de mouvement}) \\ dS = 0 & (\text{à la section critique}) \end{cases}$$

Fauske maximise donc la quantité de mouvement. Le débit s'écrit:

$$\begin{cases} G = \frac{u}{v} = \frac{x u_G + (1 - x) u_L}{v_f} \\ \text{avec } v_f = v_G \left(\frac{x}{K} + x^2 \left(1 - \frac{1}{K} \right) \right) + v_L \left(K(1 - x) - (1 - x)^2 (K - 1) \right) \end{cases}$$

Fauske suppose également que K est une variable indépendante, et le débit critique obéit aux conditions :

$$\begin{cases} \frac{dG}{dP} = 0 \\ \frac{dG}{dK} = 0 \end{cases}$$

La première amène classiquement à : $G_c = \sqrt{-\left(\frac{dv_f}{dP}\right)^{-1}}$

La deuxième montre qu'il faut vérifier à la sortie: $K = \left(\frac{v_G}{v_L}\right)^{1/2}$

Remarque :

Giot et Meunier [G5] montrent que les modèles de Fauske et Moody ne sont pas équivalents. Cette incompatibilité semble provenir d'une incohérence thermodynamique fondamentale: pour retrouver les mêmes résultats, il faut notamment supposer le mélange homogène ($K = 1$) et tous les termes de transferts nuls.

Moody [M4] montre que l'isentropie n'est pas justifiée si les phases n'ont pas la même vitesse. En effet, le mouvement relatif des phases entraîne des échanges de quantité de mouvement, et augmente l'entropie. Cela peut expliquer cette incohérence.

IV.5- MODÈLES HOMOGENES HORS ÉQUILIBRE

La vaporisation d'un fluide, i.e. la nucléation et le grossissement des bulles générées ne sont pas instantanés (cf. A III.1). Dès lors, il y a toujours une zone plus ou moins importante où les deux phases n'ont pas la même température, d'où des écarts à l'équilibre thermodynamique. Cette troisième famille de modèles essaie de prendre en compte ces écarts à l'équilibre thermodynamique, mais suppose que les deux phases se déplacent à la même vitesse ($u_L = u_G = u$).

IV. 5.1- Modèle HRM (Homogeneous Relaxation Model)

Ce modèle, discuté par Bilicki et Kestin [B3], suppose la détente **adiabatique**. L'écart à l'équilibre thermodynamique est représenté par la constante de temps nécessaire au retour à l'équilibre, appelée "temps de relaxation" (θ). HRM peut se rapprocher des modèles utilisés dans la théorie des cinétiques de réaction chimique, ou la théorie cinétique des gaz.

Une relation de relaxation est donnée sur la variation du titre:

$$\frac{dx}{dt} = - \frac{x - x_{eq}}{\theta_x}$$

où:

θ_x = temps de relaxation lié à x

x_{eq} = titre à l'équilibre thermodynamique: $x_{eq} = \frac{h - h_L(T_G)}{h_{LG}(T_G)}$

La situation considérée est celle d'une poche de gaz à saturation ($T_G = T_{sat}$) entourée d'un liquide métastable ($T_L > T_{sat}$). Le temps de relaxation peut alors être relié aux transferts thermiques entre les phases, et en particulier au temps de variation de la température du liquide métastable [B8]. C'est un moyen d'exprimer θ_x à partir de l'évolution de la température du liquide métastable.

Le système d'équations relié à HRM est le même que celui du modèle HEM, auquel on ajoute simplement l'équation de relaxation précédente.

→ Bolle *et al.* [B5] donnent une expression du temps de relaxation θ_x issue des travaux de Downar-Zapolski P., et établie à partir d'essais sur l'eau:

$$\theta_x = \theta_0 \alpha^{-0,257} \psi^{-2,24}$$

$$\psi = \frac{P_{sat}(T_0) - P}{P_{sat}(T_0)}$$

$$\theta_0 = 6.51 * 10^{-4} \text{ sec}$$

Nous la noterons dans la suite de ce rapport "**Zapolski I**".

→ Plus récemment une adaptation aux pressions supérieures à 10 bar est proposée par Downar-Zapolski lui-même [D8]:

$$\theta_x = 3.84 \cdot 10^{-7} \alpha^{-0.54} \varphi^{-1.76}$$

avec $\varphi = \frac{P_{\text{sat}}(T_o) - P}{P_{\text{crit}} - P_{\text{sat}}(T_o)}$

Nous la noterons "Zapolski II".

→ Récemment, Veneau T. [V6] a développé pour le propane:

$$\theta_x = 43.827 \left[\alpha \sqrt{(100 \psi)^2 + 1} \right]^{-0.5928}$$

Cette corrélation sera notée "Veneau".

Nous choisissons de conserver (T_L, T_G, u, x) ; il vient pour un cas adiabatique:

$$(B_{ij}) \begin{bmatrix} \frac{dT_L}{dz} \\ \frac{dT_G}{dz} \\ \frac{dx}{dz} \\ \frac{du}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-u}{A} \frac{dA}{dz} \\ \frac{x - x_{\text{eq}}}{\theta_x} \\ -\frac{P_w}{A} \tau \\ \frac{P_w}{A} \tau \end{bmatrix}$$

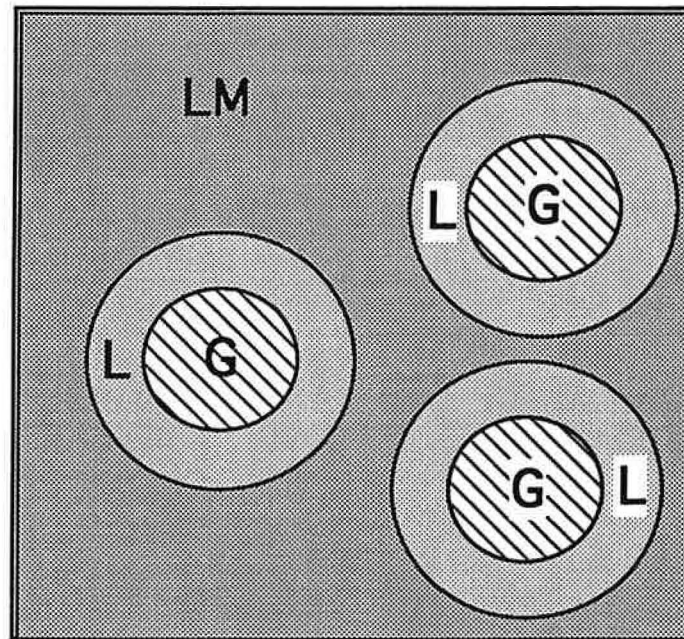
$(A, \frac{dA}{dz}, \tau)$ sont analogues à celles évoquées pour HEM (cf. annexe III).

Les conditions à l'entrée du convergent et les coefficients de la matrice principale (B_{ij}) , sont donnés en Annexe III.

IV.5.2- Le modèle DEM (Delay Equilibrium Model)

C'est un modèle de retard à l'équilibre, développé à l'Université Catholique de Louvain. Il suppose la présence de trois phases, concept introduit par Lackmé [L1, L2, L3].

Le modèle considère des poches de gaz saturé, entourées par du liquide saturé, le tout baignant dans du liquide métastable :



$$\begin{cases} G & = \text{Gaz saturé} \\ L & = \text{Liquide saturé} \\ LM & = \text{Liquide Métastable} \end{cases}$$

Figure A.IV.5.1: Modèle à trois phases

y est la fraction massique de fluide à saturation. La répartition des trois phases est alors illustrée par le tableau (A IV.5.1), dans lequel x' est un titre partiel (le titre réel est $x=x'y$).

	Liquide Métastable	Liquide Saturé	Vapeur Saturée
Indice	LM	L	G
Pression	$P_{LM} = P_{sat}$	$P_L = P_{sat}$	$P_G = P_{sat}$
Température	T_{LM}	$T_L = T_{sat}$	$T_G = T_{sat}$
Fraction massique	$1 - y$	$y (1 - x')$	yx'

Tableau A IV.5.1: Caractéristiques des trois phases

Féburie *et al.* [F10] utilisent dans leur modèle une équation d'entropie. Au vu du tableau précédent, les équations d'état deviennent :

$$\begin{cases} s = (1 - y) \cdot s_{LM}(T_{LM}) + x' y \cdot s_L(T_G) + (1 - x') y \cdot s_G(T_G) \\ v = (1 - y) \cdot v_{LM}(T_{LM}) + x' y \cdot v_L(T_G) + (1 - x') y \cdot v_G(T_G) \end{cases}$$

Un système de quatre équations (masse, quantité de mouvement, entropie et état pour V_m) à cinq inconnues (T_G , u , v , s , y) est obtenu. Une loi de fermeture sur y est alors nécessaire. Elle est tirée de la relation établie par Hardy et Mali [H3] une fois adimensionnée :

$$\frac{dy}{dz} = K(1 - y) \left[\frac{P_{sat}(T_{LM}) - P}{P_{crit} - P_{sat}(T_{LM})} \right]^{\frac{1}{4}}$$

Cette quantité représente la croissance de l'indice de vaporisation, liée à la fraction massique du liquide métastable restant et au degré de surchauffe de ce liquide.

L'exposant $1/4$ a été établi pour l'eau, en s'inspirant de la relation approchée [A2]:

$$P_{sat} \sim (T_{sat} / 100)^4$$

La constante K dépend des caractéristiques concernant le départ et le développement de la vaporisation. Elle est proportionnelle au rapport entre périmètre mouillé et section. Féburie *et al.* [F10] proposent :

$$K = 0.02 \frac{P_w}{A}$$

Récemment, Seynhaeve [S5] et Attou [A2] ont amélioré cette loi de fermeture en proposant :

$$\begin{cases} \frac{dy}{dz} = K (1 - y)^2 \left(\frac{u_{L0}}{u} \right)^{0.1} \left[\frac{P_{sat}(T_{LM}) - P}{P_{crit} - P_{sat}(T_{LM})} \right]^{1/4} \\ \text{avec } K = \emptyset \cdot \emptyset 1 \frac{P_w}{A} \end{cases}$$

Lackmé avait introduit le retard à la nucléation, symbolisé par une pression d'ébullition inférieure à celle de vapeur saturante:

$$P_{eb} = K_1 P_{sat} \quad \text{avec } K_1 \in [0.95, 0.97]$$

Seynhaeve [S5] et Attou [A2] proposent depuis peu :

$$P_{eb} = P_{sat}$$

Dans le cas initialement à saturation, l'écoulement sera donc diphasique dans tout le tube. Les conditions à l'entrée du convergent de la conduite seront identiques à celles évoquées pour le modèle HRM (cf. annexe III).

Pour un cas adiabatique, nous écrivons le système [M2] :

$$(B_{ij}) \begin{bmatrix} \frac{du}{dz} \\ \frac{dT_G}{dz} \\ \frac{dv}{dz} \\ \frac{dS}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} -\frac{u}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{P_w}{A} \tau \\ 0 \\ \frac{\Delta es}{\dot{M}} \\ f \end{bmatrix}$$

→ Les différentes quantités sont exprimées en annexe III,

→ $\left(\tau, \frac{dA}{dz}, A\right)$ obéissent aux mêmes caractéristiques que pour HEM (cf. annexe III)

V- CONCLUSIONS

Les résultats d'expériences publiés dans la littérature montrent que les écoulements diphasiques critiques sont **très sensibles au titre en amont**, surtout au **voisinage de la saturation**. Cela rend les essais initialement à saturation très délicats.

Pour des écoulements initialement à saturation, la forme de l'entrée de la conduite apparaît peu importante. De nombreux désaccords existent concernant l'influence de la géométrie de la conduite (L, D). Il semble que le diamètre joue un rôle secondaire comparé à la longueur, et que cette longueur devient elle-même peu influente au-delà d'une limite qui diffère selon les auteurs (10 ou 40 cm environ).

La littérature montre encore que pratiquement toutes les **expériences publiées**, aussi bien à partir d'un fluide saturé, que d'un fluide sous-refroidi, ont été réalisées **avec de l'eau**. Les quelques résultats concernant R11, R12, SO₂, C₃H₈ demandent à être confirmés. Ce sera l'objet de notre **propre travail**.

Pour traiter des écoulements initialement à saturation, trois familles de modèles ont été présentées: homogène à l'équilibre thermodynamique, à glissement, homogène hors équilibre thermodynamique. Les modèles à glissement seront par la suite peu étudiés (Chapitre D).

Les modèles hors équilibre font intervenir la cinétique de vaporisation. Sophistiqués, ils introduisent des paramètres non mesurables (nombre de sites de nucléation par exemple), et/ou des paramètres ajustables.

Nous testerons la validité de ces modèles pour une conduite cylindrique longue, et des fluides les plus différents possibles (Chapitre B). C'est l'objet du travail qui est présenté dans les chapitres suivants.

INSTALLATION

EXPÉRIMENTALE

L'étude bibliographique fait apparaître un problème majeur : le manque de données expérimentales permettant de savoir si les modèles d'écoulements critiques sont extrapolables aux autres fluides que l'eau.

Une installation expérimentale compatible avec l'utilisation de différents fluides, et donc nécessairement de fluides inflammables, a été conçue. Un des principaux thèmes de ma thèse est l'étude de la sensibilité de l'écoulement à la nature du fluide. Les autres paramètres (cf. A II) sont fixés. Il s'agit de:

- la géométrie de la conduite de vidange,
- l'état thermodynamique en amont : le scénario d'accident suppose généralement la saturation.

Après avoir sélectionné les fluides, nous décrirons les différentes parties du montage expérimental, et expliquerons leur rôle et objectif. Nous évoquerons les capteurs s'y rattachant, et les précisions obtenues. Enfin, nous détaillerons les différentes opérations nécessaires à la mise en œuvre des essais.

Cette conception et mise au point ont nécessité quatre années de travail, dont un peu plus de deux années de ma thèse. C'est pourquoi cette partie descriptive tente de montrer certaines difficultés rencontrées, et les solutions qui y ont été apportées.

I - SÉLECTION DES FLUIDES

I.1- DÉMARCHE SUIVIE

Nous sélectionnons les fluides à l'aide de critères dont la pertinence sera remise en cause dans la partie discussion (Chapitre D). C'est pourquoi cette partie est assez succincte. L'objectif est d'expliquer quelle démarche nous a parue la plus cohérente pour sélectionner nos fluides, même si elle est critiquée par la suite.

Il nous faut tenter de choisir les fluides les plus différents possibles les uns des autres.

Pour cela, une méthode pourrait consister à établir une liste exhaustive des grandeurs thermodynamiques et de transport qui peuvent avoir une influence sur l'écoulement (on en trouve près d'une vingtaine), puis à utiliser le théorème de Vaschy-Buckingham pour les grouper en nombres adimensionnels (une quinzaine). Il faudrait ensuite choisir suffisamment de fluides (2^{15}) pour évaluer la sensibilité de l'écoulement à chaque nombre adimensionnel.

Même si une analyse physique permet d'éliminer a priori quelques nombres adimensionnels, on voit vite l'impossibilité d'appliquer cette méthode.

C'est pourquoi nous préférons sélectionner les quelques phénomènes physiques qui nous paraissent être importants dans le cadre des écoulements diphasiques, puis leur associer un critère (si possible adimensionnel). On doit ainsi arriver à un nombre de critères plus raisonnable (une demi-douzaine).

I.2- PHÉNOMÈNES ÉTUDIÉS ET MÉTHODE DE SÉLECTION

Les quantités à exprimer sont les différents flux de transferts, c'est-à-dire de masse, quantité de mouvement et énergie entre les phases et avec l'extérieur.

Le tube de vidange constitue notre domaine d'étude. Les conditions en amont varient peu, et l'écoulement est supposé quasi-stationnaire. La section de passage est constante, les parois sont étanches et il n'y a pas d'accumulation. Les transferts de masse avec l'extérieur sont donc nuls. Les vitesses dans le tube sont importantes (au moins 10 m/s), ce qui nous permet de négliger les échanges de chaleur avec l'extérieur devant ceux aux interfaces liquide-vapeur (paroi supposée adiabatique).

Il nous faut alors regarder la **vaporisation** (transferts de masse et de chaleur entre phases), le **glissement** et les **frottements** (transferts de quantité de mouvement).

Il vient alors cinq critères notés (A_i), dont l'établissement et l'utilisation sont détaillés en annexe VII. Ces critères sont sujet à caution en raison des simplifications faites pour les rendre calculables avant un essai, et des résultats expérimentaux (cf Chapitre D).

Nous leurs associons des critères techniques (possibilités de l'installation expérimentale), et légaux (autorisations administratives,...).

Notre volonté est de choisir des fluides dont la confrontation fasse ressortir l'influence de chaque phénomène sur l'écoulement. En réalité, isoler un phénomène n'est pas possible, compte-tenu de la liste des fluides envisageables.

Les fluides semblants être les plus pertinents sont:

- l'eau, incontournable pour mettre au point notre installation, et nous comparer avec la littérature,
- le R11, de par les critères de sélection, mais également les travaux de Viguiier [V5] et May [M2], et sa relative présence dans la littérature,
- le butane, l'acétate d'éthyle et le méthanol à cause des critères de sélection,
- le butane commercial, pour savoir si nos résultats sont extrapolables aux mélanges de ce type.

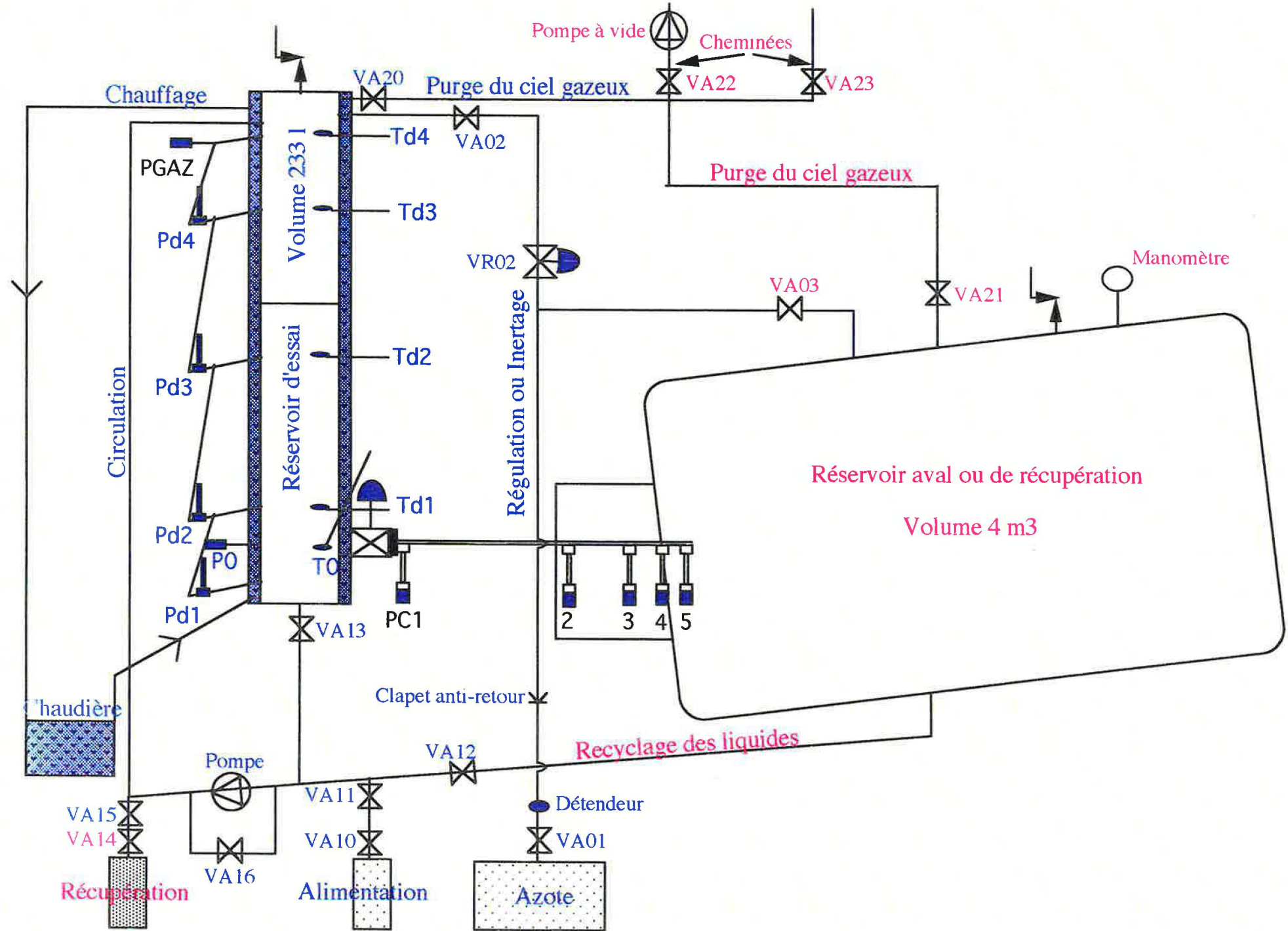
II - DESCRIPTION DE L'INSTALLATION

Le schéma ci-contre permet de distinguer trois composants principaux de l'installation :

- un réservoir d'alimentation, depuis lequel le fluide est vidangé
- un réservoir de récupération, empêchant les produits utilisés d'être rejetés à l'atmosphère
- une conduite de vidange, reliant les deux réservoirs.

Dans un premier temps, seuls les organes dessinés en bleu étaient présents. Cette configuration a servi à réaliser les expériences avec de l'eau, tout en nous familiarisant avec le fonctionnement de la plupart des appareils (pompe, chaudière, ...).

L'installation a été ensuite complétée par le réservoir de récupération, nécessaire à l'utilisation des autres fluides.



II.1- RÉSERVOIR D'ALIMENTATION

Ce réservoir d'alimentation, appelé également **colonne ou réservoir d'essai**, a pour but d'amener et de maintenir le fluide dans un état thermodynamique (pression et température) donné. Cet état thermodynamique doit rester stable pendant une vidange pour assurer un écoulement quasi-stationnaire.

II.1.1- Dimensions et caractéristiques

Le volume utile de liquide dans le réservoir d'alimentation (un peu plus de 150 litres) a été choisi de manière à autoriser un temps minimal d'essai de l'ordre de la minute [M2].

Nous voulons également pouvoir utiliser la pression hydrostatique dans la colonne d'essai, et ce pour deux raisons :

- créer de faibles écarts à la saturation
- éviter les problèmes de chute sous la pression de vapeur saturante au déclenchement de la vidange, rencontrés lors de travaux antérieurs [V5].

Ces contraintes nous amènent à réaliser un réservoir d'essai cylindrique et vertical, de diamètre 0.257 m et de hauteur 4.5 m. Cela représente un volume total de 233 litres. Il est constitué d'acier inoxydable 316L pour éviter les problèmes de corrosion. Ses pression et température de calcul sont de 50 bar et 250°C.

II.1.2- Le chauffage

Obtenir une température uniforme dans la colonne est primordial pour bien contrôler l'état thermodynamique en amont de la conduite. Cela nécessite un chauffage lui-même uniforme.

C'est pourquoi, le réservoir d'essai possède une double-enveloppe permettant de faire circuler une huile thermique sur toute la hauteur, mais aussi à l'intérieur des tampons situés à ses extrémités. Une chaudière (Vulcanic 10803) d'une puissance de 30 kW est chargée de chauffer et de faire circuler cette huile (Rhodasil). Il faut également une température de consigne stable : grâce à son régulateur (Coreci), à un jeu de deux cannes

chauffantes et à un refroidissement par eau, notre chaudière peut maintenir une consigne à $\pm 0.1^{\circ}\text{C}$.

Mais un bon chauffage ne suffit pas si l'installation n'est pas correctement isolée du milieu extérieur. La double-enveloppe est donc calorifugée par 6 cm de laine de verre et 6 cm de laine de roche. Le reste des organes en contact avec le fluide stocké est recouvert de 15 cm de laine de roche.

Parallèlement à ce chauffage, une boucle de recirculation permet de prendre du liquide au bas du réservoir de stockage, et de le réinjecter tout en haut, i.e. dans le ciel gazeux. La pompe "Volumax" utilisée est décrite au (B II.1.9).

II.1.3- La purge

La purge a pour but de chasser les inertes (air ou azote) présents dans le ciel gazeux de la colonne. Cela nous servira notamment à la détection de la saturation (cf. C II), mais aussi à dégazer l'eau du réseau.

Nous l'utiliserons également pour inerte l'installation, lorsqu'on change de fluide par exemple.

Ce dispositif a été dimensionné de telle manière à purger le réservoir de récupération en moins d'une heure. La cheminée permet de rejeter les produits à 10 m de haut. Nous minimisons ainsi les risques de retombées importantes de produit sur l'aire d'essais.

II.1.4- La vanne principale

Intégralement calorifugé, cet organe permet de déclencher et de stopper une vidange.

C'est une vanne à boisseau sphérique, électro-pneumatique, rapide (moins de 1 s) et ADF (cf. B III.1.2). Elle est composée d'acier inoxydable; le siège et les joints sont en PTFE. Ce modèle (V16 de marque Gachot) peut fonctionner jusqu'à 150°C et 21.6 bar.

Son diamètre intérieur est dix fois supérieur à celui de la conduite. Cela permet de négliger la perte de charge dans la vanne principale, et de considérer que cette dernière est un prolongement du réservoir d'alimentation.

II.1.5- La pompe à vide

Il s'agit d'une pompe sans pièce mobile, d'un éjecteur à air comprimé fonctionnant selon le principe du Venturi.

Elle peut amener la colonne d'essai à une pression comprise entre 200 et 300 mbar. Cette pompe s'avère particulièrement utile pendant les changements de fluide, le remplissage du réservoir d'alimentation, ou encore l'inertage.

Nous l'utiliserons également pour réduire la pression du réservoir de récupération, de façon à garantir la criticité de l'écoulement pour des pressions en amont peu élevées.

II.1.6- La boucle de régulation

Ce dispositif [M2] permet d'injecter de manière contrôlée de l'azote dans la colonne. Une vanne de régulation ($C_v=0.25$, de marque Masoneilan) reliée à une prise de pression sur la colonne d'essai, assure une pression stable à l'endroit de la mesure (soit au droit de la conduite, soit dans le ciel gazeux) pendant un essai. Elle est également utilisée pour inerte ou vider la colonne.

II.1.7- Hublots

Ils sont au nombre de trois et d'un diamètre de 20 mm. Situés à la hauteur de la vanne principale, ils permettent de voir si un fort bouillonnement a lieu. Utilisés avec l'eau et le R11, ils sont un moyen supplémentaire de valider la détection de la saturation.

II.1.8- La canne

Ce dispositif, dont le principe, la précision et la description sont données au (C II.2.2.), se situe à la même hauteur que la vanne principale. Il constitue une des deux méthodes de détection de la saturation.

II.1.9- La pompe de recirculation

La pompe de recirculation est ADF (cf. B III.1.2) et à entraînement magnétique. Elle sert à la recirculation du liquide depuis le bas de la colonne d'essai vers le

ciel gazeux, mais également au remplissage ou au recyclage (cf B IV). Son débit est de 400 à 600 l/h, soit un renouvellement de la colonne d'essai en 20 minutes environ.

II.1.10- La soupape de sécurité

Comme toute installation pressurisée, notre colonne d'essai doit être protégée contre les surpressions. Pour calculer la section d'une soupape, il faut connaître le débit à évacuer et la pression de tarage.

a) Évaluation du débit à évacuer par la soupape

La détermination du débit à évacuer obéit à la démarche ci-dessous :

- on énumère les risques de surpression dans l'installation
- on calcule le débit qu'il faut évacuer pour éviter la surpression, correspondant à chaque risque,
- le débit maximal donne l'événement "dimensionnant"

En ce qui nous concerne, l'événement dimensionnant sera un incendie. La norme API 2510, utilisée par Elf-Atochem, nous donne le débit correspondant.

b) La pression de tarage

On la calcule de manière à éviter tout risque de BLEVE ("Boiling Liquid Expanding Vapour Explosion, [J1]) et à protéger les organes de l'installation (en particulier la vanne principale).

La pression de tarage, qui détermine la pression de début d'ouverture de la soupape, est prise égale à 13.5 bar effectifs, i.e. relatifs à la pression atmosphérique.

c) Conclusions

On peut se "contenter" d'une soupape du type G, i.e. avec une section de passage de 3.24 cm². Cette soupape (groupe SEBIM), comme la colonne, est tout inox et résiste à 50 bar pour 250 °C.

II.2- RÉSERVOIR DE RÉCUPÉRATION

Ce réservoir, appelé également "cuve en aval" a pour unique but de récupérer les fluides utilisés, et ce pour deux raisons:

- du point de vue environnemental, les rejets sont considérablement limités
- du point de vue économique, la colonne peut être remplie avec le fluide récupéré.

La consommation de produit est donc minimale.

Ce dispositif n'a pas été installé pour les essais sur l'eau, dont le rejet et le coût n'étaient pas problématiques.

La cuve en aval a été dimensionnée de manière à ne pas perturber l'écoulement dans la conduite [M2] :

- Pendant un essai, sa pression doit rester inférieure à la pression critique.
- Son diamètre doit être suffisamment important pour ne pas perturber le jet en sortie de conduite.

Finalement, nous choisissons une cuve standard de propane-butane, ayant une longueur et un diamètre de 3.8 m et 1.2 m, i.e. un volume de 3.98 m³. Deux manomètres (plages de mesures respectives [- 1; 15 bar relatifs] et [- 1; 0 bar relatif]) et une soupape y sont implantés. Cette soupape est standard, mais un calcul analogue au (B II.1.10) montre que la section de passage définie par le constructeur est suffisante.

II.3- LA CONDUITE

Nous présentons la conduite utilisée pour tous les fluides, dans laquelle l'écoulement diphasique va s'établir. La conduite est donc le cœur de notre installation, et tout a été dimensionné à partir de ses caractéristiques. Entièrement composée d'inox 316L, elle relie la colonne d'essai et la cuve en aval.

Ses dimensions (diamètre 8 mm, longueur 535 mm) ont été choisies pour permettre une confrontation avec la littérature (Uchida [U1], Kevorkov [K1]), mais également les doctorantes précédentes (May [M2], Viguié [V5]), et diminuer au maximum les effets de géométrie (cf. C VI.2.).

Pour approcher au maximum la situation idéale décrite par les modèles, nous avons usiné un convergent à l'entrée de notre conduite (figure B II.3.1). Cela permet d'obtenir une veine "moulée" (orifice parfaitement évasé) et de négliger la perte locale de pression due à la contraction. Par la suite, nous dirons que l'entrée est "arrondie".

Cinq capteurs de pression absolue (figure B II.3.1) y sont implantés, et éloignés de quinze centimètres du passage du fluide (mêmes raisons qu'au B III.1.2).

Par rapport à la conduite utilisée par May [M2], on note d'importants changements :

→ La conduite est d'un seul tenant, sans raccord. Cela devrait permettre de réduire encore un peu la perte de charge à l'entrée de la conduite.

→ Il y a deux prises de pression en plus, notamment vers la sortie du tube. Nous espérons ainsi améliorer la mesure du profil de pression vers la section critique, très utile pour tester les modèles.

→ Le diamètre est doublé : nos essais préliminaires ont amené ce choix

→ Il n'y a aucun thermocouple. En effet, May a montré que les mesures étaient inexploitable. De plus, ils perturbaient l'écoulement, comme le font ressortir nos essais préliminaires (cf. C V.I.2).

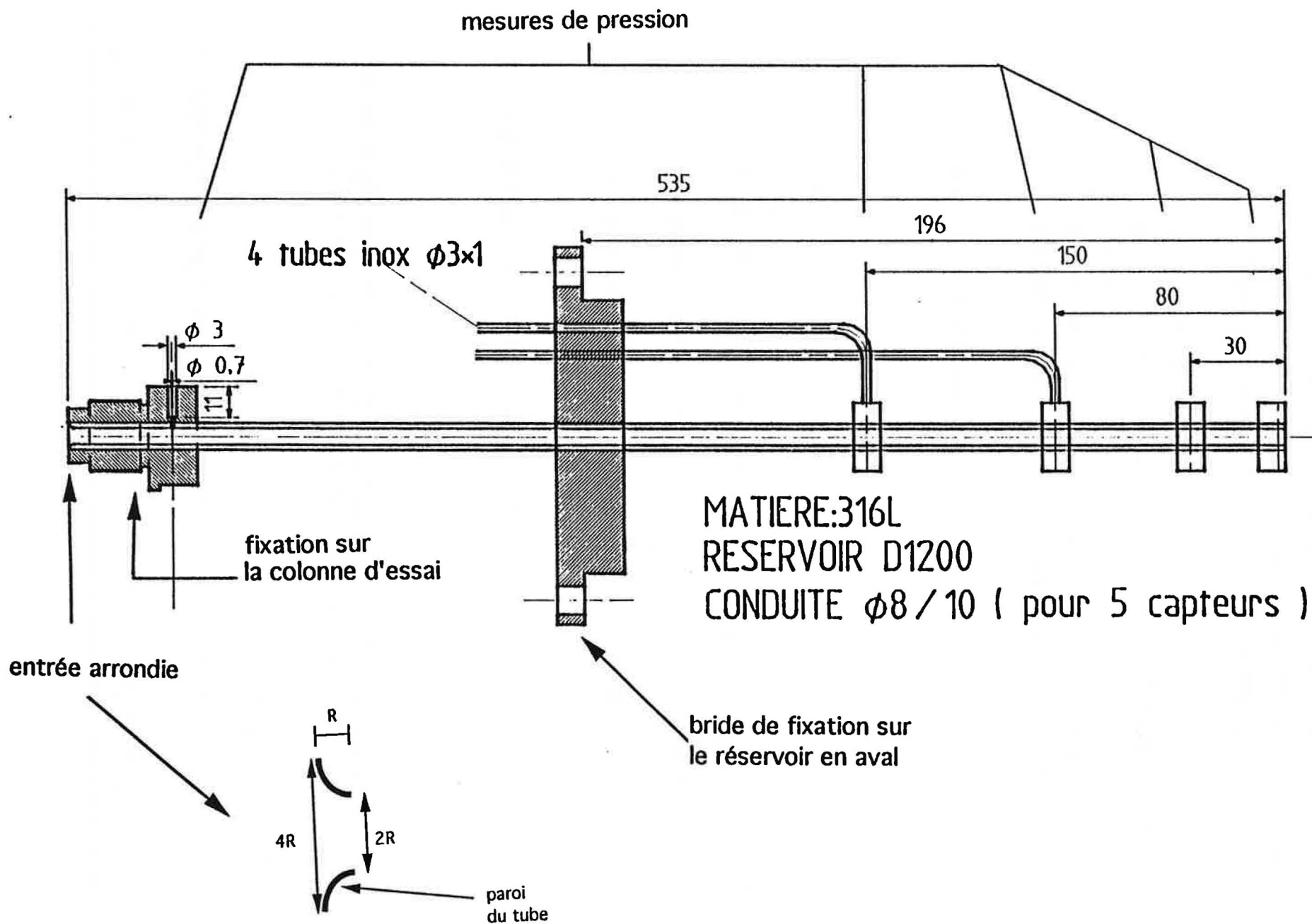


Figure B II.3.1: Schéma de la conduite et de l'implantation des prises de pression

III - PRÉCISION DES MESURES

Après avoir décrit les différentes composantes de notre installation, il nous faut encore définir son instrumentation (capteurs et précisions associées).

III.1 - LE RÉSERVOIR D'ALIMENTATION

III.1.1- Grandeurs à mesurer et capteurs correspondants

Nos expériences nécessitent :

- une vérification de la stabilité des conditions thermodynamiques dans le réservoir d'essais
- la mesure du flux massique G
- la détection de la saturation en amont de la vanne principale

Pour cela, nous disposons de :

- 4 capteurs de température différentielle situés sur toute la hauteur de la colonne, et d'un capteur de température absolue à l'entrée de la conduite.
Ils permettent de vérifier l'homogénéité de la température et sa stabilité pendant une vidange.
- 2 capteurs de pression absolue : un à l'entrée de la conduite, l'autre dans le ciel gazeux. Selon le fluide (cf. C I.1), nous utiliserons l'un ou l'autre. Ils permettent de vérifier la stabilité de la pression pendant un essai, mais aussi de la réguler une fois associés avec la boucle de régulation.

→ 4 capteurs de pression différentielle sur toute la hauteur permettant d'une part de mesurer la masse de fluide contenu dans la colonne, ce qui permet de calculer le flux massique et le niveau de remplissage du liquide. Ces capteurs donnent aussi accès à relation entre la pression dans le ciel gazeux et au niveau de la conduite d'essai

L'implantation de ces capteurs est décrite sur la figure (B III.1.1) ci-dessous:

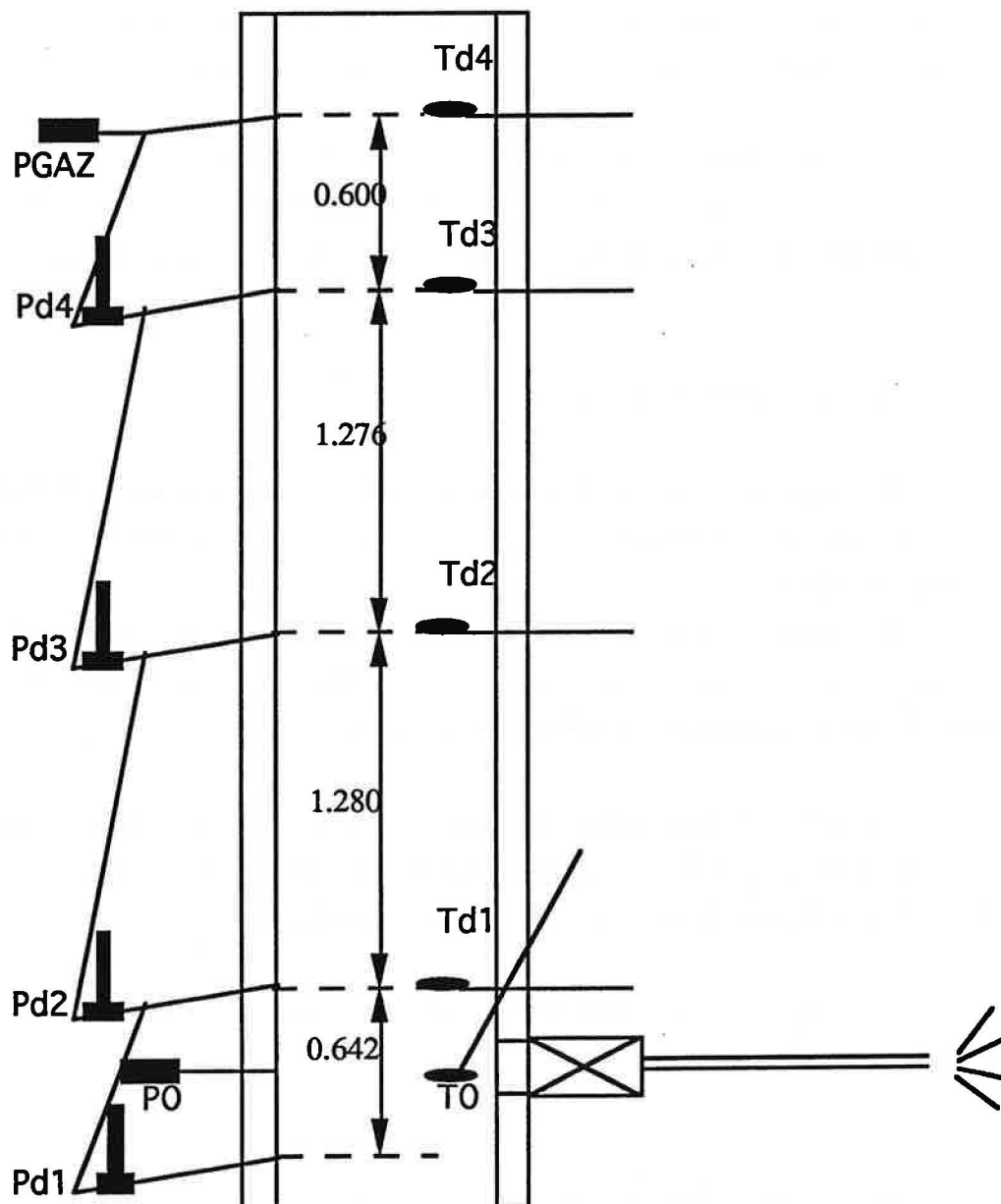


Figure B III.1.1: Schéma d'implantation des capteurs sur la colonne d'essai

III.1.2- Protection des capteurs

L'utilisation de fluides inflammables implique la prévention de toute explosion. Nos capteurs sont donc soit ADF (Anti Déflagrants), soit SI (Sécurité Intrinsèque). Les premiers ont une enveloppe de protection capable de contenir une étincelle, les deuxièmes utilisent de très faibles courants incapables de créer une étincelle.

Les capteurs de pression (absolus et différentiels) sont déportés de 15 cm par rapport à la colonne d'essai. Un calcul montre que, dans ces conditions, le fluide en contact avec leurs membranes est à une température proche de l'ambiante. Cela permet notamment de minimiser les incertitudes liées aux dérives thermiques (cf. B III.1.4 b).

Entre le moment où le réservoir d'alimentation est rempli, et où la vidange est réalisée, le fluide contenu dans la colonne subi d'importants changements de température. Eloigner les capteurs empêche donc ces écarts de température d'affecter leur précision.

III.1.3- Boucle de mesure

Les signaux provenant des capteurs sont convertis à la norme 4-20 mA . Ces signaux, après avoir été transformés en tension aux bornes d'une résistance (511 Ω), sont lus par un scrutateur "HP 3497A".

Cet appareil est relié à un ordinateur "PC 486" par l'intermédiaire d'une carte "GPIB". La conversion des signaux en unités SI (Pascal, Kelvins,...) se fait grâce à l'ordinateur, à l'aide des différentes courbes d'étalonnages.

Ce dispositif nous permet également de manoeuvrer la vanne principale ainsi que les vannes d'admission d'azote et de purge du ciel gazeux. La manoeuvre s'effectue depuis le "PC", par l'intermédiaire d'un relai électro-magnétique.

Un programme de pilotage et d'acquisition a par ailleurs été réalisé à l'aide du logiciel "Labwindows".

III.1.4- Précision des mesures

a) Températures absolues et différentielles

Les travaux de May [M2] amènent après étalonnage au tableau récapitulatif suivant (B III.1.1), qui indique des incertitudes faibles sur ces mesures:

	T0	Td1	Td2	Td3	Td4
Erreur de mesure	$\pm 0,2^{\circ}\text{C}$	$\pm 0,1^{\circ}\text{C}$	$\pm 0,1^{\circ}\text{C}$	$\pm 0,2^{\circ}\text{C}$	$\pm 0,1^{\circ}\text{C}$

Tableau B III.1.1: Incertitudes sur les mesures de température absolue et différentielle

b) Pressions absolues

Deux capteurs de pression absolue (P_0 , P_{gaz}) sont implantés sur la colonne d'essais (figure B III.1.1). Leurs caractéristiques sont données en annexe I.

Nous pouvons négliger la dérive du zéro et la dérive temporelle pour les essais effectués sur l'eau et le R11. En effet, pour ces essais la colonne était régulièrement mise à pression atmosphérique, et la valeur mesurée des pressions absolues corrigée grâce à un baromètre à mercure.

En revanche, les essais sur fluides inflammables n'ont pas autorisé une telle démarche.

Les incertitudes absolues liées à la sensibilité et à sa dérive thermique sont proportionnelles à la fraction de l'étendue de mesure utilisée. Pour l'eau, cette fraction est de [0; 5 bar], pour les autres fluides d'environ [0; 12bar]. Ces incertitudes sont donc corrigées d'un facteur:

$$\begin{array}{ll} 5 / \text{EM} & \text{pour l'eau (EM = Etendue de Mesure du capteur)} \\ 12 / \text{EM} & \text{sinon} \end{array}$$

Les incertitudes liées aux dérives thermiques sont proportionnelles à l'écart entre la température ambiante, à laquelle le capteur se trouve, et la température d'étalonnage ($23 \pm 2^{\circ}\text{C}$). Cet écart est différent pour les essais sur l'eau et le R11, faits à St-Etienne, et ceux sur les inflammables faits à Vernon. On majore ces écarts par:

$$\Delta T_{\text{amb}} \leq 10^{\circ}\text{C} \text{ à Vernon (inflammables)}$$

$$\Delta T_{\text{amb}} \leq 15^{\circ}\text{C} \text{ à St-Etienne (eau, R11) [essais réalisés en hiver]}$$

Le protocole expérimental (cf C I.1) nous fera utiliser P_0 pour l'eau, et P_{gaz} pour les autres fluides. L'incertitude totale sur la mesure de la pression absolue diffère donc en fonction du lieu et du capteur utilisé, et donc du fluide.

Capteur	P_0	P_{gaz}
Etendue de Mesure	0 - 50 bar	0 - 20 bar
Fluide	eau	R11 + Inflammables
Linéarité + Hystérésis	$< \pm 25$ mbar	$< \pm 20$ mbar
Dérive thermique du zéro	négligeable	R11: négligeable Inflammables: $< \pm 20$ mbar
Sensibilité	$< \pm 3$ mbar	$< \pm 10$ mbar
Dérive thermique de sensibilité	$< \pm 30$ mbar	R11: $< \pm 30$ mbar Inflammables: $< \pm 20$ mbar
Dérive temporelle (6 mois)	négligeable	R11: négligeable Inflammables: $< \pm 50$ mbar
Incertitude totale	$< \pm 60$ mbar	R11: $< \pm 60$ mbar Inflammables: $< \pm 120$ mbar

Tableau B III.1.2: Incertitudes sur la mesure de (P_0 , P_{gaz})

Excepté pour l'eau, la pression absolue P_0 est calculée à partir de P_{gaz} et de la pression hydrostatique. Cette dernière est mesurée à l'aide des capteurs de pressions différentielles. L'incertitude sur P_0 cumule donc celle sur P_{gaz} (tableau B III.1.2.) et celle sur ($P_0 - P_{gaz}$) estimée à moins de 10 mbar (cf. annexe I).

Ces deux mesures sont indépendantes. Les ordres de grandeur sont tels que l'incertitude sur P_0 est voisine de celle sur P_{gaz} .

Les incertitudes sur les pressions absolues sont donc correctes, dans le sens où elles nous permettront de tracer avec suffisamment de précision l'évolution de G en fonction de P_0 .

c) Pressions différentielles dans la colonne d'essai et la canne

Les caractéristiques des capteurs de pression différentielle implantés sur la colonne donnent des incertitudes trop importantes par rapport à nos objectifs (environ ± 6 mbar pour chaque capteur).

Ces capteurs vont servir à la mesure du débit et de la pression hydrostatique. Dans chaque cas, nous évaluerons l'incertitude qu'ils entraînent à l'aide d'un étalon (cf annexe I).

Le capteur de pression différentielle implanté sur la canne (cf C II) servira exclusivement à mesurer de l'écart à la saturation.

Avant chaque essai, son zéro est calé en ouvrant le "by-pass". Pour les essais à saturation, la pression hydrostatique ne dépasse pas 300 mbar, i.e. 1/16^{ième} de son étendue de mesure.

Nous en déduisons que la dérive du zéro et la dérive temporelle sont négligeables, et que l'incertitude absolue liée à la sensibilité et sa dérive thermique sont diminuées d'un facteur 16. Ses caractéristiques sont alors:

Etendue de Mesure	0 - 5 bar
Linéarité + Hystérésis	< ± 5 mbar
Dérive thermique du zéro	négligeable
Dérive thermique de sensibilité	< ± 1 mbar
Sensibilité	< ± 0.2 mbar
Dérive temporelle	négligeable
Incetitude Totale	< ± 6.2 mbar

Tableau B III.1.3: Caractéristiques du capteur de pression différentielle implanté sur la canne

III.1.5 - Le flux massique

a) Principe de mesure

La mesure du flux massique, donc du débit, est faite à l'aide des capteurs de pression différentielle montés sur le réservoir d'essai. Ils mesurent la masse contenue dans la colonne, et sa variation temporelle au cours d'une vidange.

L'expression du flux massique est (cf. annexe I):

$$G = \frac{S_{res}}{A} \frac{1}{g} \frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^3 \Delta P_i \right)$$

avec

ΔP_i = valeur lue par le capteur de pression différentielle i

S_{res} = section du réservoir en amont

b) Précision

L'erreur relative sur G est:

$$|e_2| = \left| \frac{\delta(G)}{G} \right| \leq \left| \frac{\delta(S_{\text{res}})}{S_{\text{res}}} \right| + \left| \frac{\delta(A)}{A} \right| + \left| \frac{\delta(g)}{g} \right| + \left| \frac{\delta \left[\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^3 \Delta P_i \right) \right]}{\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^3 \Delta P_i \right)} \right|$$

→ l'incertitude sur la pesanteur peut être négligée devant les autres termes

→ on peut aisément obtenir:

$$\left| \frac{\delta(S_{\text{res}})}{S_{\text{res}}} \right| \leq 1\% \quad \text{et} \quad \left| \frac{\delta(A)}{A} \right| \leq 1\%$$

→ le quatrième terme inclut l'incertitude sur l'estimation de la dérivée temporelle des mesures de pression différentielle (e_{pente}). Il fait également intervenir une incertitude liée à la sensibilité des capteurs, estimée à moins de 1% (cf. annexe I).

Il vient:

$$|e_2| \leq 3\% + |e_{\text{pente}}|$$

c) Calcul de e_{pente}

Ce calcul nécessite la connaissance du type d'interpolation choisi pour les évolutions de la pression différentielle. Nous avons comparé l'interpolation linéaire et quadratique. Avec une droite de régression, un nombre d'essais non négligeable présente des résidus non aléatoirement répartis autour de zéro. Or, l'indépendance des résidus est un fondement de la théorie de Student qui nous sert à estimer e_{pente} .

Le polynôme du second degré amène des résidus bien meilleurs, surtout après troncature. Il sera donc retenu pour interpoler l'évolution temporelle de la masse dans la colonne d'essais.

Une fois le polynôme connu, la table de Student permet de définir un intervalle de confiance autour de la quantité calculée (cf annexe I). Nous nous fixons une probabilité de 98% pour que la pente calculée soit la pente réelle. A chaque essai, l'erreur induite sur G (e_{pente}) est déterminée.

d) Incertitude totale sur G à $x_0=0$

La mesure du flux massique à saturation implique deux incertitudes:

- celle liée à la mesure même du flux massique (e_2)
- celle liée à la mesure de l'écart à la saturation (e_1)

La détermination de ($x_0=0$) est faite avec la méthode différentielle (cf. C II). Toutefois, l'eau a bénéficié de la "méthode de la canne" (cf C II.1.2). En analysant la dépendance de G vis-à-vis de x_0 (cf. C VI.1), et des précisions respectives des deux méthodes, nous en déduisons une valeur maximale pour (e_1), fonction du fluide (tableau C VI.1).

Chaque vidange nous donne une valeur de (e_{pente}), i.e. (e_2). En regroupant les essais, nous majorons (e_2) pour chaque fluide.

Les deux incertitudes précédentes ne peuvent être considérées comme indépendantes: pour les deux mesures nous utilisons les mêmes capteurs. L'incertitude totale (e_G) est alors majorée par:

$$|e_G| \leq |e_1| + |e_2|$$

Il vient le tableau récapitulatif (B III.1.4):

Fluide	$ e_2 $	$ e_1 $	$ e_G $
Eau	< 6%	< 6.5%	< 12.5%
R11	< 4.7%	< 6.8%	< 11.5%
Méthanol	< 5.7%	"	< 12.5%
Acetate d'Ethyle	< 5%	"	< 11.8%
Butane	< 5%	< 6.8 % ($P_0 \leq 4\text{bar}$) < 9% ($P_0 > 4\text{bar}$)	< 11.8% ($P_0 \leq 4\text{bar}$) < 14% ($P_0 > 4\text{bar}$)

Tableau B III.1.4: Incertitudes liées au calcul du flux massique pour $x_0=0$

III.2- LA CONDUITE

Sur la conduite, cinq capteurs de pression absolue sont implantés. Nous les appelons ($P_{c1,2,3,4,5}$). L'indice 1 (resp. 5) correspond au capteur le plus proche de la vanne principale (resp. de la sortie).

($P_{c1,2,3}$) obéissent aux mêmes caractéristiques que P_o , et ($P_{c4,5}$) aux mêmes que P_{gaz} (cf B III.1.4). En faisant les mêmes remarques sur les incertitudes liées à la sensibilité et aux différentes dérives, nous établissons le tableau (B III.2.1). Puisque ces capteurs ont été utilisés pour tous les fluides, les incertitudes sont elles-mêmes fonction du fluide.

Capteurs	$P_{c1,2,3}$	$P_{c4,5}$
Linéarité + Hystérésis	$< \pm 25$ mbar	$< \pm 20$ mbar
Dérive thermique du zéro	eau, R11: négligeable inflammables: $< \pm 50$ mbar	eau, R11: négligeable inflammables: $< \pm 20$ mbar
Sensibilité	$< \pm 3$ mbar	$< \pm 10$ mbar
Dérive thermique de sensibilité	eau, R11: $< \pm 30$ mbar inflammables: $< \pm 20$ mbar	idem $P_{c1,2,3}$
Dérive temporelle	eau, R11: négligeable inflammables: $< \pm 125$ mbar	eau, R11: négligeable inflammables: $< \pm 50$ mbar
Incertitude totale	eau, R11: $< \pm 60$ mbar inflammables: $< \pm 223$ mbar	eau, R11: $< \pm 60$ mbar inflammables: $< \pm 120$ mbar

Tableau B III.2.1: Incertitudes sur les mesures de pression en conduite

Les erreurs de mesure avec les inflammables sont importantes. Cependant, nous effectuons systématiquement un calage de tous les capteurs par rapport à une valeur de référence.

Pour cela, nous soumettons tous les capteurs de pression absolue à la même pression. Il faut réunir les ciels gazeux de la colonne d'essai et de la cuve en aval, lorsque le niveau de liquide dans la colonne est en-dessous de celui de la conduite. La mesure d'un des capteurs (P_o , P_{gaz} , ou P_{ci}) nous donne la référence sur laquelle les autres sont calés.

L'expérience montre que trois des cinq capteurs donnent toujours des mesures très proches (à ± 10 mbar près). De plus, ces mêmes capteurs étaient dans tous les cas proches des valeurs du baromètre (à ± 10 mbar près) pour l'eau et le R11.

Nous retenons donc leur mesure comme valeur de référence. L'allure des profils de pression dans la conduite, i.e. les gradients de pression, ne sont donc pas soumis aux dérives du zéro et temporelle. Même si les valeurs absolues peuvent présenter des incertitudes importantes, les profils semblent à priori suffisamment corrects.

IV - MODES OPÉRATOIRES

La liste des fluides retenus est :

- l'eau (dégazée par la purge)
- le R11 (pur à 99.5 %)
- le méthanol (pur à 99 %)
- l'acétate d'éthyle (pur à 99 %)
- le butane (pur à 99.95 %)
- le butane commercial (analyse en annexe VI)

Ils sont respectivement fournis par le réseau, les sociétés DEHON, PROLABO, SOTRAGAL et BUTAGAZ.

IV.1- LE REMPLISSAGE INITIAL DE LA COLONNE D'ESSAI

En ce qui concerne l'eau, la colonne est à pression atmosphérique (purge ouverte). Le remplissage s'effectue par différence de pression avec le réseau.

Le R11, le méthanol et l'acétate d'éthyle sont conditionnés à pression atmosphérique. Nous remplissons avec la pompe de recirculation. Si la pression du ciel gazeux devient trop importante, nous faisons une purge dans la cuve en aval de grande contenance.

Les butanes, conditionnés à environ 2 bar, provoquent une cavitation de la pompe. Le seul moyen pour remplir est de créer une différence de pression entre la colonne et la bouteille d'alimentation. Ce gradient est obtenu en générant une différence de température entre la colonne (à environ 20°C) et le conditionnement (réchauffé par un "bain marie" à 35 °C environ).

IV.2- L'INERTAGE

Préalable aux essais avec les inflammables, il est obtenu en faisant un vide dans l'installation, et en remplaçant l'air par de l'azote.

IV.3- LE RECYCLAGE

Cette opération consiste à ramener le fluide récupéré après un essai, dans le réservoir d'alimentation.

L'eau n'est pas "recyclée". En ce qui concerne le R11, le méthanol et l'acétate d'éthyle, deux méthodes sont possibles :

→ par différence de pression entre la colonne et la cuve en aval, en générant une pression partielle d'azote dans cette dernière.

→ par pompage : les ciels gazeux des deux réservoirs communiquent et on amorce la pompe.

Le pompage ne fonctionne pas pour les butanes : la pompe cavite. Nous procédons donc par différence de pression.

IV.4- CHANGEMENT DE FLUIDE

Nous rapatrions le maximum de produit dans le(s) conditionnement(s) (sauf eau et butanes). Le reste est chassé par des balayages d'azote chaud et des vides répétés.

Les butane pur et le butane commercial ne sont pas récupérables. La totalité (environ 230 l) est rejetée à l'atmosphère.

IV.5- LE SITE

Sur le site d'essais (Vernon, 27), l'emploi de produits inflammables nécessite un éloignement de 15 m du personnel et des appareils non protégés :

- Chaudière
- Système d'acquisition
- Convertisseurs pour les thermocouples
- Alimentations des capteurs de pression.

De même, le stockage des bouteilles de fluide est séparé de l'installation expérimentale et éloigné des opérateurs. Ce stockage a été disposé en fonction des vents dominants, comme illustré sur la figure (B IV.5.1.). Après la conclusion, suit une photo de l'installation à Vernon, qui donne une idée de sa taille.

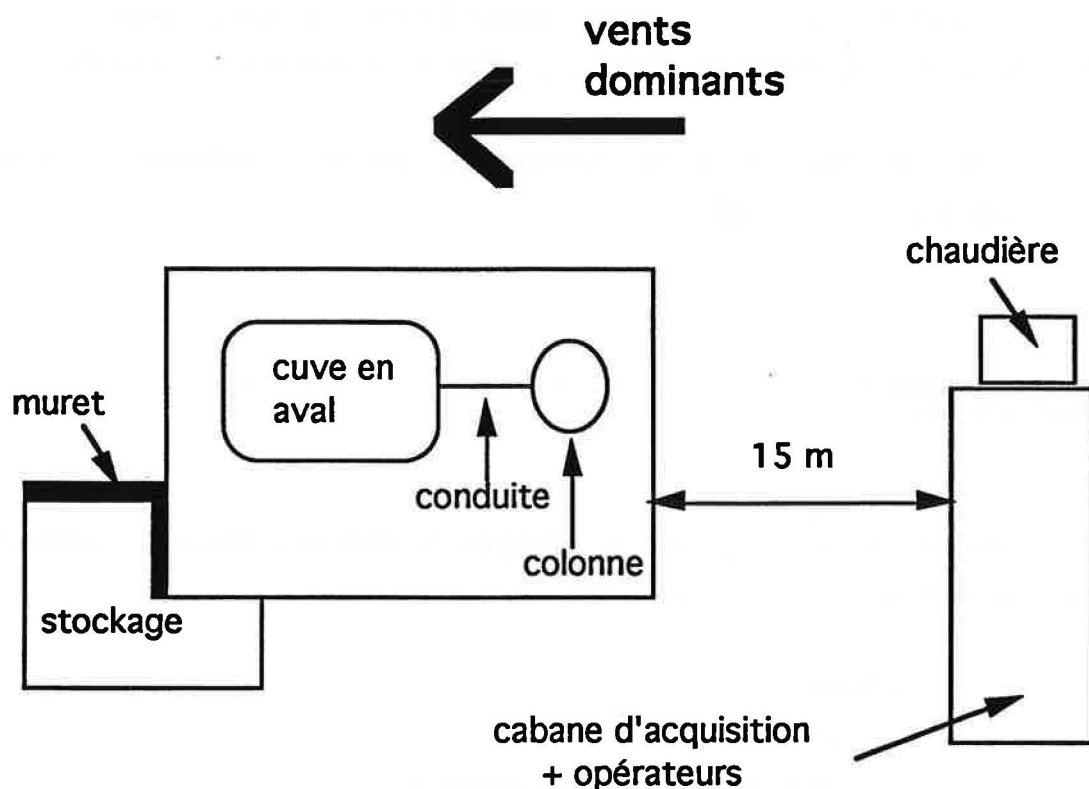


Figure B IV.5.1: Schéma d'implantation de l'installation à Vernon

V - CONCLUSIONS

L'installation réalisée permet de manipuler un grand nombre de fluides, de mesurer les différents paramètres de manière suffisamment précise, et d'être relativement mobile (8 semaines pour un déménagement).

A notre connaissance, ces caractéristiques la rendent tout à fait inédite.

Il faut encore savoir si les essais réalisés sont fiables, et en particulier si l'écoulement dans la conduite est quasi-stationnaire, adiabatique, reproductible et critique.



ESSAIS

PRÉLIMINAIRES

L'objectif principal de cette partie est de vérifier la fiabilité de nos essais. Dans un premier temps, nous montrerons que notre installation et un protocole adapté permettent un bon contrôle des conditions thermodynamiques dans la colonne d'essai.

A partir de ce constat, deux méthodes pour mesurer l'écart à la saturation seront développées et confrontées. Un protocole d'essai global et détaillé sera alors présenté.

La sensibilité du flux massique au titre en amont et à la géométrie de décharge sera étudiée. La reproductibilité, la criticité et l'adiabaticité des essais seront vérifiées. Nous mesurerons la rugosité de la conduite, nécessaire à toute modélisation. Nous étudierons enfin la sensibilité vis à vis des frottements des modèles essentiels à l'exploitation des résultats.

I- DÉROULEMENT D'UN ESSAI

I.1- LE RÉSERVOIR D'ALIMENTATION

I.1.1- Evolution de la pression absolue (P_0)

a) L'eau

La pression décroît lentement et régulièrement (~70 mbar / minute en moyenne). Les conditions en amont sont donc stables pour l'eau, et l'écoulement peut-être considéré comme quasi-stationnaire (figure C I.1.1).

On note que la chute de pression à l'ouverture de la vanne principale est en moyenne de 30 mbar. Ce phénomène n'est donc plus un problème comme pour les essais de Viguié F. [V5].

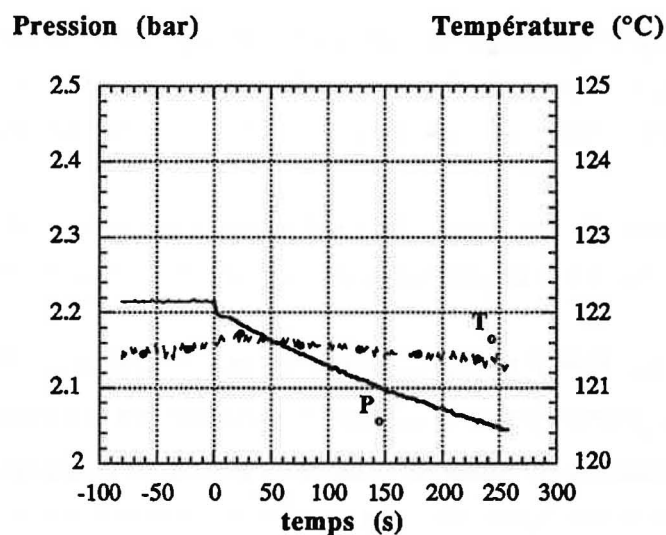


Figure C I.1.1: Evolution temporelle de (P_o, T_o) pour l'eau

b) Les autres fluides

Au cours d'un essai, il se produit d'abord une chute importante de pression qui peut être supérieure à 1 bar (figure C I.1.2). Par la suite, nous assistons à des remontées sporadiques séparées par des périodes de décroissance plus lente. L'écart à l'équilibre nécessaire pour déclencher une ébullition significative de ces fluides est donc très important. Ceci est probablement à relier au fait que la nucléation de l'eau est plus aisée que pour les autres fluides retenus (cf. annexe II).

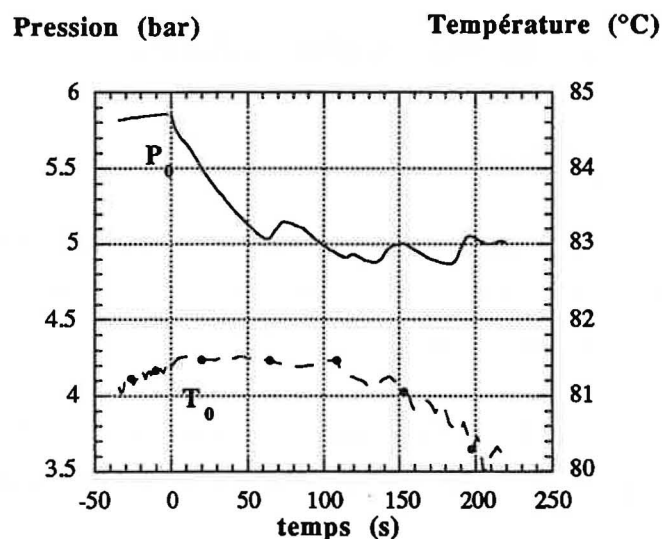


Figure C I.1.2: Evolution temporelle de (P_o, T_o) pour le R11 sans boucle de régulation

L'objectif étant d'obtenir des conditions en amont stables, nous maintiendrons la pression du ciel gazeux constante au cours d'une vidange. La régulation d'azote sera

utilisée, et un capteur de pression absolue est implanté dans le ciel gazeux à cet effet (P_{gaz} , cf B III.1). La chute de pression se réduit à la variation de pression hydrostatique, soit environ 60 mbar / minute, comme pour l'eau. Le mode opératoire sera donc un peu différent de celui retenu pour l'eau (cf. C III).

c) Le cas du butane

Comme le montre la figure (C I.1.3), le profil de P_O pour le butane s'avère très bruité (± 30 mbar environ). Ce bruit a pour origine une mauvaise régulation de pression dans le ciel gazeux. De nombreuses modifications des paramètres de régulation n'ont rien changé. Pourtant, les débits volumiques d'azote à injecter sont du même ordre de grandeur pour tous les fluides.

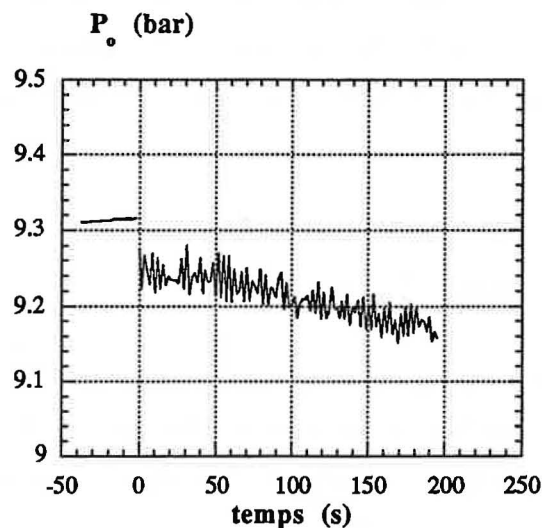


Figure C I.1.3: Evolution temporelle de P_O pour le butane à 9 bar, avec la régulation d'azote

Le problème vient peut-être de la nature du fluide et non pas de la boucle de régulation. En ce sens, il semble que la nucléation pour le butane est beaucoup moins facile que pour tous les autres fluides (cf. Annexe II). Quoiqu'il en soit, la précision sur le débit à saturation avec le butane sera moins bonne (cf. C II.1).

Cette mauvaise régulation concerne les essais à ($P_O > 4$ bar). Pour les pressions en amont inférieures, nous avons pu injecter de l'azote "manuellement", i.e. par des manoeuvres de la vanne d'arrêt. L'opérateur était guidé par l'observation de P_{gaz} en temps réel. Cela permet une bonne stabilité de P_O .

I.1.2- Evolution de la température absolue

Avant une vidange, l'homogénéité est excellente (± 0.1 °C) comme l'indique May L. [M2]. Nos efforts (cf. B II.1.2) ont donc été fructueux en ce sens.

Au cours d'un essai, T_O évolue lentement (cf. figures C I.1.1 et C I.1.2). Le fait que la décroissance soit plus rapide pour le R11 est à relier avec une plus forte pression en amont, i.e. un plus fort débit. Si nous comparons les deux courbes, le niveau de remplissage sera bien inférieur pour le R11 à un même instant t . La masse de liquide restante étant moins importante, celui-ci se refroidit plus rapidement.

Quoiqu'il en soit, l'évolution de T_O sera suffisamment modérée pour développer une méthode de détection de la saturation.

Les mesures s'avèrent faiblement bruitées (entre ± 0.1 et 0.2 °C), ce qui les rend tout à fait exploitables. Ce faible bruit a été obtenu après un important blindage électrique, et un éloignement maximum des thermocouples par rapport aux sources de puissance électrique.

I.1.3- Pressions différentielles

Leur résolution est très bonne (cf. annexe I), mais elles sont perturbées par les vibrations issues de la chaudière et de la pompe de circulation (May L. [M2]). De ce fait, nous devons interrompre le fonctionnement de ces organes peu avant le déclenchement d'une vidange.

I.1.4- Régulation de pression

Que ce soit dans le ciel gazeux ou en amont de la conduite, la régulation est stable à ± 10 mbar près. Cette constatation est proche des conclusions de May.L.

Cependant, le C_V de la vanne de régulation a été augmenté ($C_V \sim 0.25$), pour être mieux adapté à une conduite de 8mm (cela permet des essais initialement sous-saturés en parallèle avec nos propres essais).

Comme nous l'avons évoqué (cf. C I.1.1 c) le butane a posé de sérieuses difficultés.

I.2- LES PRESSIONS DANS LA CONDUITE

I.2.1- Essais avec $x_0 = 0$

Nous remarquons (figure C I.2.1) un temps de réponse non nul, mais qui reste faible (~ 10 sec). Au-delà, les valeurs enregistrées sont peu bruitées ($\sim \pm 25$ mbar) et semblent cohérentes : la pression diminue en s'approchant de la sortie du tube.

Contrairement à May L., le temps de réponse n'est pas fonction de l'abscisse à laquelle nous mesurons la pression. Le phénomène observé par cette docteur semble donc plus lié au montage qu'à l'écoulement.

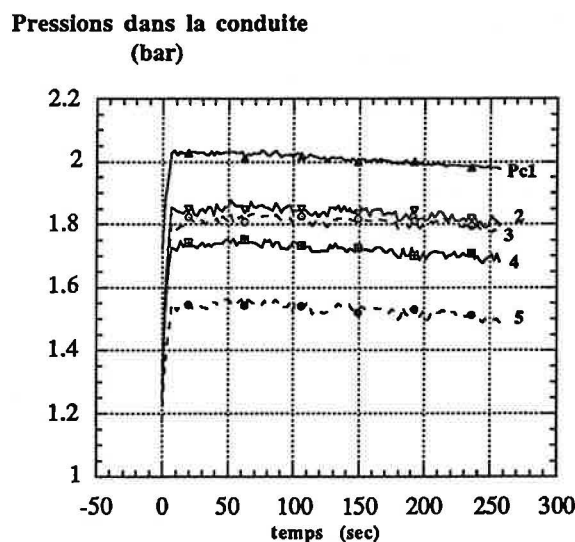


Figure C I.2.1: Evolution temporelle des mesures de pression dans la conduite: eau à 2.5 bar. L'indice 1 (resp. 5) désigne le capteur le plus proche de la vanne principale (resp. de la sortie)

I.2.2- Essais avec de l'eau à l'état liquide

Des essais avec de l'eau restant liquide dans tout le tube de vidange sont réalisés. Ils font apparaître un problème lié aux mesures de pression dans la conduite (cf. figure C I.2.2) : les points ne sont pas linéairement répartis.

Comparé aux valeurs théoriques obtenues en supposant la perte de charge singulière à l'entrée négligeable (cf. C VIII), nous pouvons relever des écarts supérieurs à 800mbar (> 40 %).

Les résultats sont présentés pour deux canalisations. Un incident nous a en effet contraints à usiner une nouvelle conduite pour les fluides inflammables. D'un point de vue technologique, ces conduites appelées "Inox 2 et 3" sont rigoureusement identiques. Cette analogie sera également vérifiée en comparant les rugosités calculées.

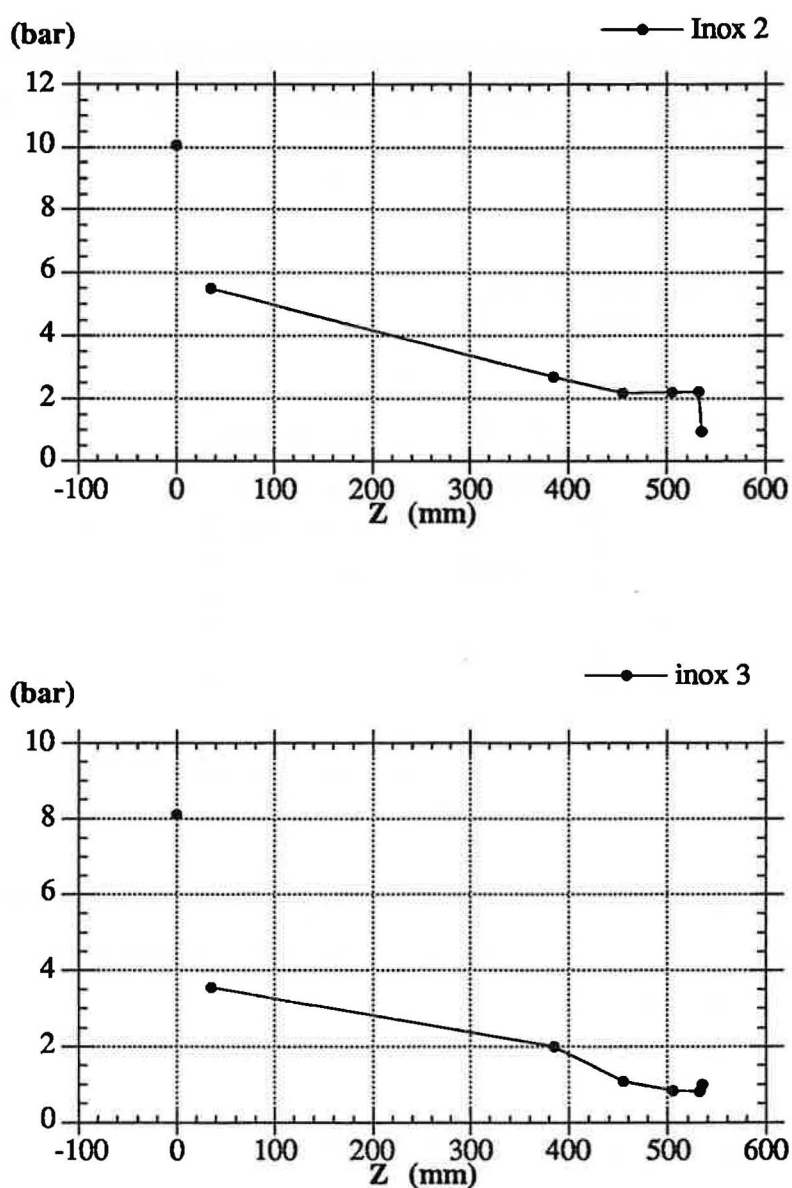


Figure C I.2.2: Profils de pression dans le tube pour l'eau à l'état liquide

Nos mesures de pression dans la conduite sont donc sujettes à caution, et leur exploitation restera limitée. Malgré nos efforts (diamètre intérieur 8 mm, cinq prises de pression), nous sommes presque dans la même situation que May L. [M2].

II- DÉTECTION DE LA SATURATION

Bien détecter la saturation dans la colonne d'essai est primordial (cf. C VI.1). Nous voulons que l'incertitude sur G_C , liée à celle sur l'écart à la saturation, ne dépasse pas 5% environ. Nos essais permettent, à partir de ce critère, de déterminer la précision (e_1) à atteindre sur cet écart à la saturation:

pour l'eau,	$ e_1 \leq 16 \text{ mbar}$
pour les autres fluides	$ e_1 \leq 25 \text{ mbar}$

II.1- MÉTHODES ET PRÉCISIONS

II.1.1- La méthode différentielle

a) Principe

Nous chauffons le fluide à la température de l'essai à réaliser. Après avoir purgé le ciel gazeux, nous attendons que la température dans la colonne d'essai soit homogène. L'équilibre thermodynamique est alors supposé, i.e. le ciel gazeux est supposé être à saturation. Nous mesurons donc la pression et la température du ciel gazeux avant l'ouverture de la vanne principale ($P_{\text{gaz}}^i, T_{\text{gaz}}^i$), et obtenons un point de "référence" censé être sur la courbe d'équilibre liquide-vapeur.

Une fois la vidange amorcée, la pression du liquide au niveau du tube de vidange décroît, et atteint la pression de référence P_{gaz}^i à un temps noté " t_{sat} ." L'expérience montre qu'à t_{sat} , la température T_0 du liquide vidangé est identique à celle de référence

($|T_0 - T_{\text{gaz}}^i| \leq 0.2 \text{ °C}$). Nous considérons donc qu'à t_{sat} le fluide qui entre dans la conduite est à saturation ($x_0=0$).

Le flux massique à saturation est donc celui mesuré à t_{sat} .

b) Précision

Cette détection de l'état saturé fait intervenir plusieurs incertitudes, que nous traduirons toutes en leur équivalent en pression:

→ la température de référence et celle du liquide vidangé ne sont pas exactement les mêmes. En utilisant la dépendance entre la température et la pression de vapeur saturante, nous estimons cette incertitude à

$$\begin{aligned} |e_T| &\leq 20 \text{ mbar} && \text{pour l'eau} \\ |e_T| &\leq 30 \text{ mbar} && \text{pour les autres fluides} \end{aligned}$$

→ la mesure de $[P_0 - P_{\text{gaz}}^i]$ est entachée d'une incertitude liée à la mesure de $[P_0^i - P_{\text{gaz}}^i]$, et à la mesure de la variation de P_0 au cours de l'essai. Ces deux incertitudes sont aléatoires et indépendantes. La première (cf. annexe I) est estimée à moins de 10 mbar. La deuxième est liée à la "résolution" du capteur, mais n'est pas donnée par le constructeur. Une série de vidanges d'un récipient gradué a permis d'estimer cette résolution meilleure que 5 mbar. L'incertitude totale est donc:

$$|e_p| \leq \sqrt{10^2 + 5^2} \quad \text{mbar}$$

→ dans le cas du butane à certaines pressions en amont (cf. C I.1.1 c), le bruit enregistré sur P_0 est loin d'être négligeable. Nous l'estimons à environ ± 30 mbar. La mesure de $[P_0 - P_{\text{gaz}}^i]$ est alors entachée d'une incertitude plus importante:

$$|e_p| \leq \sqrt{10^2 + 5^2 + 30^2} \quad \text{mbar}$$

→ le ciel gazeux n'est pas parfaitement à saturation. La présence résiduelle d'inerte (air ou azote) induit une pression partielle, qui augmente la pression de référence par rapport à la saturation réelle. A l'inverse, la soupape est susceptible de générer un point froid dans le ciel gazeux. Ce dernier tend à abaisser la pression de référence par rapport à la saturation réelle. L'erreur systématique liée aux inertes est estimée à:

$$|e_i| \leq 2 \text{ mbar}$$

L'erreur systématique liée au point froid ne peut pas être évaluée à priori. Nous la supposons dans un premier temps négligeable. Cette hypothèse sera vérifiée au (II.2) de ce chapitre.

L'incertitude totale sur la mesure de la saturation (e_1) cumule deux incertitudes indépendantes (e_T , e_p) et une erreur systématique (e_j). Il vient:

$$|e_1| \leq |e_j| + \sqrt{e_p^2 + e_T^2}$$

Il vient finalement:

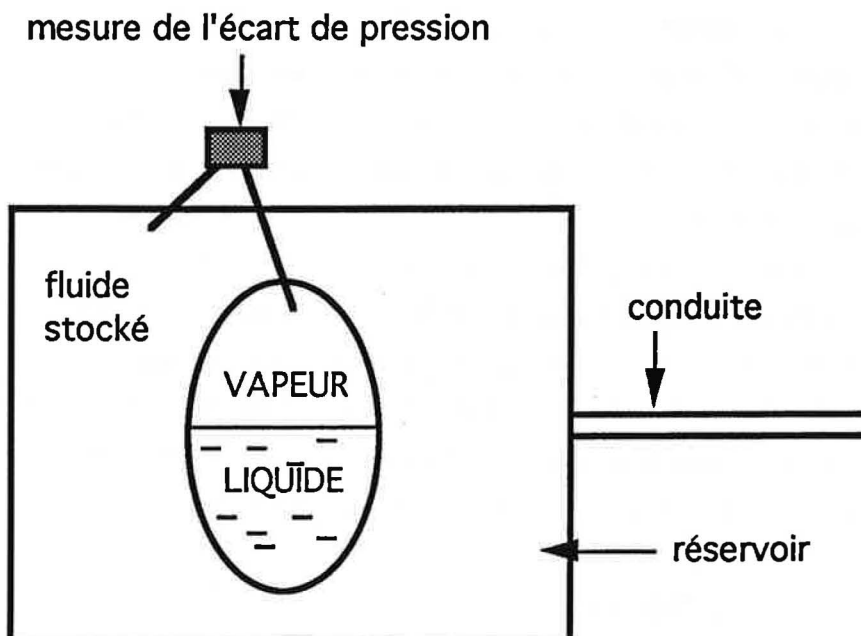
$$|e_1| \leq 45 \text{ mbar pour le butane } (P_0 \geq 4 \text{ bar})$$

$$|e_1| \leq 25 \text{ mbar pour l'eau}$$

$$|e_1| \leq 34 \text{ mbar pour les autres fluides}$$

II.1.2- La "canne"

Notre objectif est de développer une méthode de mesure de l'écart à la saturation qui ne présente pas les inconvénients du ciel gazeux: l'éventualité d'un point froid et présence d'incondensables. Nous nous inspirons de "l'ampoule" de Kevorkov *et al.* [K1] et voulons nous rapprocher de la situation suivante:



a) Principe

Une canne est introduite dans la colonne au droit de la conduite. Elle consiste en un tube de 8 mm de diamètre intérieur prolongé par un tube bien plus petit (1.5 mm de diamètre intérieur). Ces tubes sont courbés selon la forme indiquée sur le schéma suivant (figure C II.1.1):

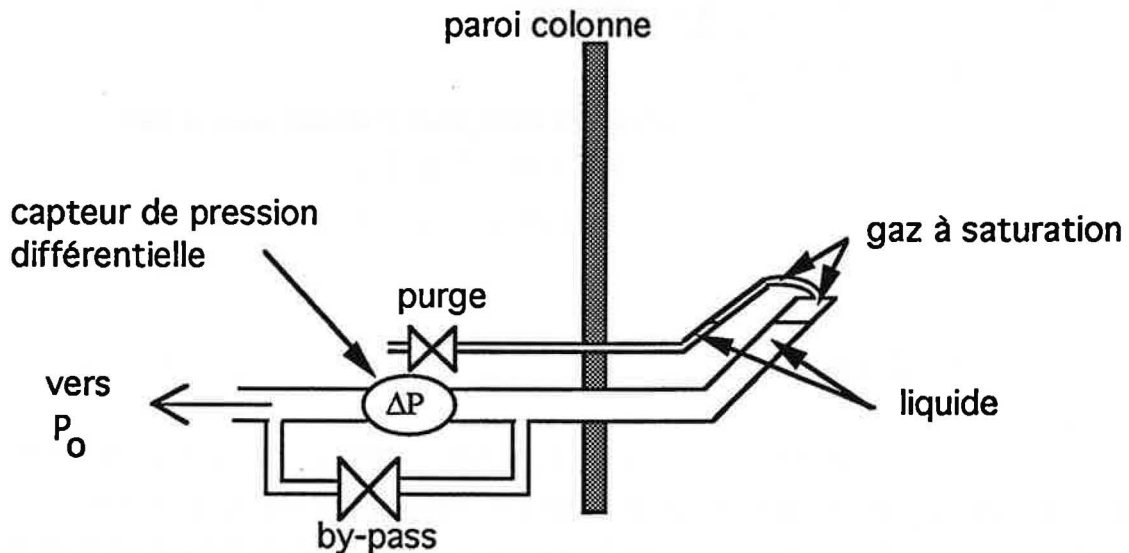


Figure C II.1.1: Description du dispositif nommé "canne" pour la détection de la saturation

Purge ouverte, cette canne est dans un premier temps totalement remplie de liquide. Cela permet d'éviter tout problème avec d'éventuels incondensables. Le "by-pass" est ensuite fermé. La purge demeure ouverte tant qu'un volume d'environ 3 cm³ de liquide n'a pas été évacué. Cela crée une poche gazeuse qui va permettre l'établissement de l'équilibre liquide-vapeur dans la canne.

Avant un essai, le fluide stocké face au tube de vidange et celui contenu dans la canne sont à la même température (puisque la canne est immergée). La pression de la poche gazeuse de la canne est donc la pression de vapeur saturante du liquide stocké. Un capteur de pression différentielle mesure l'écart de pression entre le liquide en amont de la conduite (P_0) et celle dans la canne. Autrement dit, nous avons une mesure directe de l'écart à la saturation initial. Lorsque cet écart est nul, la saturation est atteinte en amont.

b) Précision

Pour des raisons précisées au (C II.2), nous nous cantonnerons au cas de l'eau. L'erreur totale fait intervenir plusieurs erreurs, que nous traduirons encore une fois par leur équivalent en pression:

→ la température de la canne et celle du liquide vidangé peuvent différer au cours d'une vidange. En effet, nous avons vu que la température du liquide évoluait, avec un écart inférieur à 0.2°C sur la période qui nous intéresse. La canne n'a sans doute pas le temps de se mettre exactement à la température du liquide vidangé dans ces conditions. Nous majorons donc, pour l'eau, cette erreur par:

$$|e_T| \leq 20 \text{ mbar}$$

→ la mesure de l'écart de pression par le capteur monté sur la canne. Pour les essais à saturation, nous la majorons par (cf. B III.1.4 c):

$$|e_p| \leq 6.2 \text{ mbar}$$

L'erreur totale est:

$$|e_1| \leq \sqrt{6.2^2 + 20^2} \sim 21 \text{ mbar}$$

La canne est donc plus précise que la méthode différentielle. Elle a surtout l'avantage d'écarter l'éventualité d'un point froid.

II.2- COMPARAISON DES MÉTHODES: CONCLUSIONS

Nous avons comparé les deux méthodes. Le fluide utilisé est l'eau bien entendu, et les températures du ciel gazeux et de la canne sont supposées égales, du fait de l'homogénéité constatée dans la colonne.

Le tableau (C II.2.1) donne les pressions de vapeur saturante pour deux températures de consigne (essais 1 et 2).

	P_{gaz} (bar)	P_{canne} (bar)	écart (mbar)
essai 1	2.98	3	20
essai 2	2.45	2.465	15

Tableau C II.2.1: Ecart entre les deux méthodes de détection de la saturation


Les écarts sont de l'ordre de grandeur de la précision des mesures. L'écart induit sur le débit à saturation reste inférieur à 2%, et demeure en accord avec la précision globale souhaitée (~10%). Nous ajoutons le fait que les pressions de saturation obtenues sont reproductibles.


Nous concluons que les deux méthodes donnent des résultats compatibles. En particulier, nous validons de ce fait la méthode différentielle: s'il existe un point froid dans le ciel gazeux, il est sans conséquences pour nos essais.


La canne n'a pu être utilisée pour les fluides autres que l'eau. Des problèmes techniques liés à des fuites ou surpressions lors du remplissage nous ont fait opter, pour des raisons de délais, pour la méthode différentielle. Cette dernière a de toute manière été validée ici.

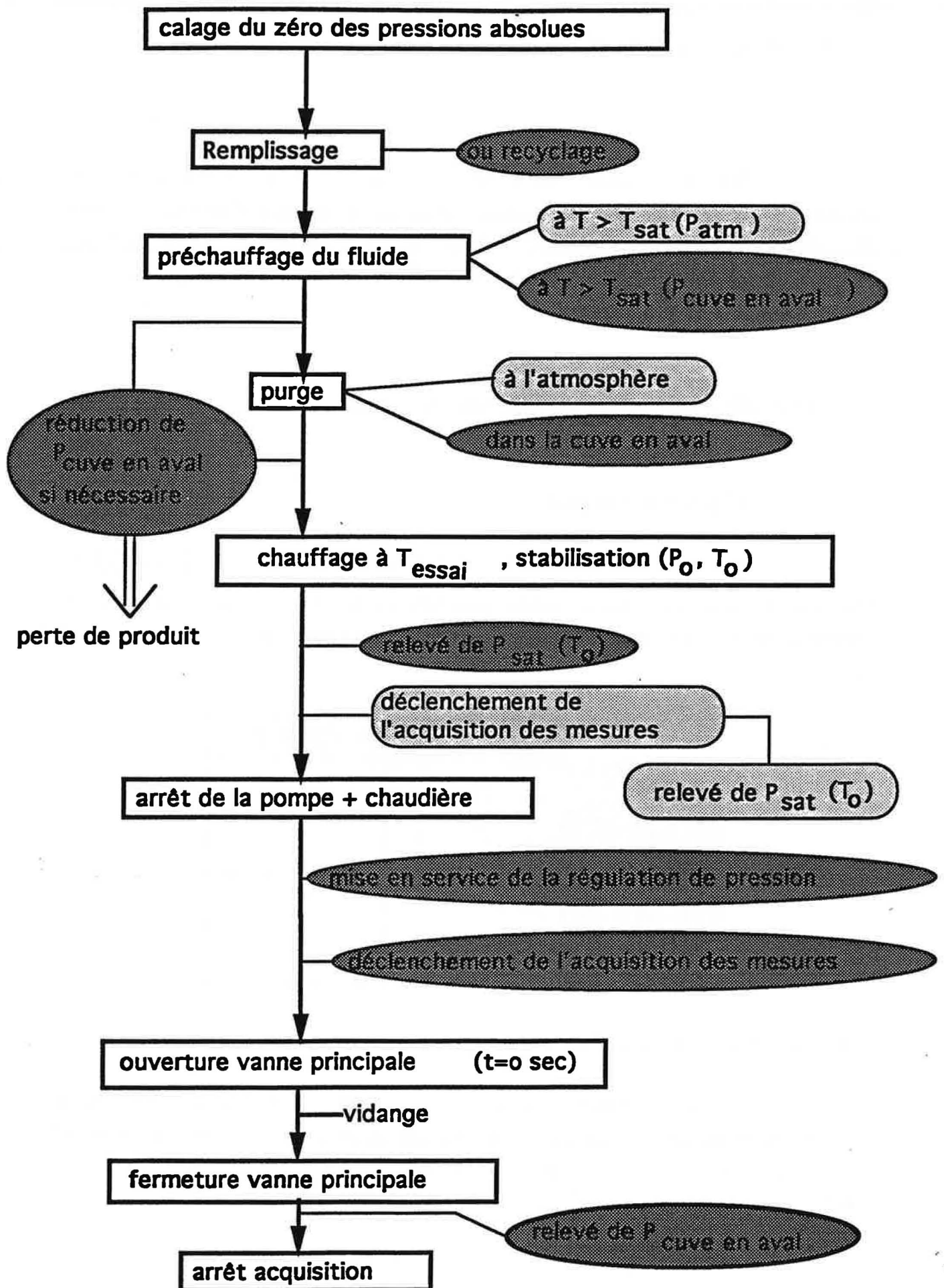
III- RÉALISATION D'UN ESSAI

Cette partie tente de présenter la liste et l'ordre des opérations nécessaires à la réalisation d'un essai. Pour cela un organigramme, dont la légende se trouve ci-dessous, est présenté page suivante.

 = pour tous les essais

 = pour l'eau

 = pour les autres fluides



IV- REPRODUCTIBILITÉ

Nous avons réalisé trois essais non consécutifs (A, B, C) avec de l'eau. La température de consigne de la chaudière était identique afin d'obtenir des états thermodynamiques (P_O , T_O) voisins dans la colonne. La conduite d'essai était également fixée: nous avons utilisé l'Inox 1 ($D = 4$ mm, $L = 0.535$ mm) décrit par May L. [M2].

IV.1- MESURES DANS LA COLONNE D'ESSAI

IV.1.1- Avant un essai

Nous nous intéressons à l'état thermodynamique du ciel gazeux (T_{gaz}^i , P_{gaz}^i). En effet, une des deux méthodes proposées pour détecter la saturation utilise cette donnée expérimentale. Il est donc primordial de s'assurer de sa reproductibilité.

	P_{gaz}^i (bar)	T_{gaz}^i (°C)
A	3,052	135,05
B	3,026	134,95
C	3,035	135
Ecart maxi	0,026	0,1
Incertitude mesure	$\pm 0,060$	$\pm 0,25$

Tableau C IV.1.1: Reproductibilité de l'état thermodynamique du ciel gazeux de la colonne

Le tableau (C IV.1.1) montre sans équivoque la bonne reproductibilité de ce que nous appelons "l'état de référence". C'est d'autant plus remarquable qu'un écart de 0.1°C équivaut pour l'eau à environ 10 mbar sur la pression de vapeur. Or l'écart constaté est inférieur ou égal à 26 mbar.

Par ailleurs, cela nous permet de conclure que la colonne, avant un essai, est insensible aux conditions ambiantes (T_{atm} , P_{atm}) puisque d'un jour à l'autre ce paramètre variait de façon non négligeable.

IV.1.2- Pendant un essai

Nous avons déjà évoqué le fait que l'évolution de l'état thermodynamique du liquide vidangé (P_O , T_O) était contrôlable. Il faut maintenant s'assurer que cette évolution est reproductible.

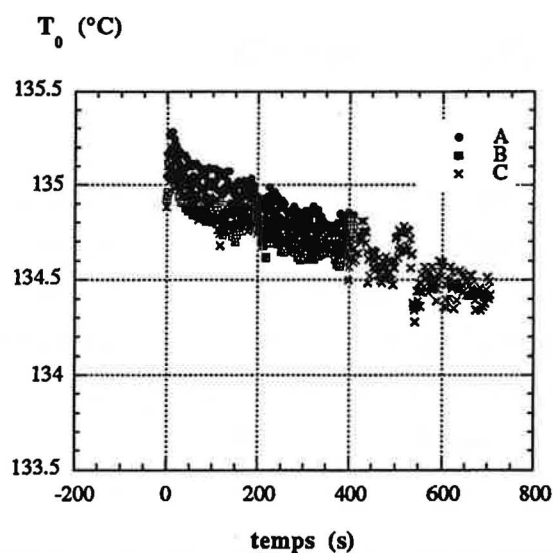


Figure C IV.1.1: Evolution temporelle de T_O : essais A, B, C

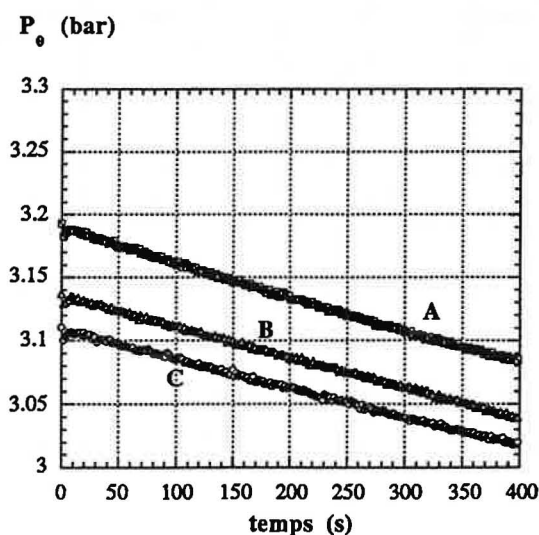


Figure C IV.1.2: Evolution temporelle de P_O : essais A, B, C

Nous déduisons de la figure (C IV.1.1) que les profils de température sont reproductibles. L'écart relevé n'excède pas 0.25°C , ce qui est parfaitement compatible avec l'incertitude de mesure ($\pm 0.2^{\circ}\text{C}$) et le bruit ($\pm 0.2^{\circ}\text{C}$) inhérents aux thermocouples.

La figure (C IV.1.2) montre, quant à elle, une bonne reproductibilité de l'évolution de la pression du liquide vidangé. En particulier, la chute enregistrée à l'ouverture de la vanne principale reste limitée (entre 5 et 10 mbar pour ces essais). La valeur absolue diffère un peu d'un essai à l'autre, car les niveaux initiaux de remplissage sont différents.

IV.2- MESURES SUR LA CONDUITE

La conduite "inox 1" ($D=4$ mm, $L=535$ mm, [M2]) était équipée de trois prises de pression absolues. La température varie très peu au cours des essais (sauf pour un temps supérieur à 400 secondes en ce qui concerne le cas C). Dès lors, nous pouvons considérer T_0 constante, et le seul paramètre faisant varier l'état thermodynamique amont de (A, B, C) est la pression (P_0). C'est pourquoi nous comparerons ces mesures de pression dans la conduite pour des périodes au cours desquelles P_0 est voisine :

	P_{C1} (bar)	P_{C2} (bar)	P_{C3} (bar)	P_0 (bar)	Temps (sec)
A	3.06	2.73	2.52	3.08	[350; 400]
B	3.06	2.72	2.54	3.08	[150; 250]
C	3.05	2.69	2.53	3.08	[50; 150]
Incertitude de mesure	± 0.06	± 0.06	± 0.06	± 0.06	
Écart maxi	0.01	0.04	0.02		

Tableau C IV.2.1: Reproductibilité des mesures de pression dans la conduite

Les profils de pression le long de la conduite sont donc reproductibles. L'écart maximum relevé entre les essais reste inférieur à l'incertitude de mesure.

IV.3- MESURES DU FLUX MASSIQUE

Dans sa thèse, Viguié [V5] avait mis en évidence l'influence du niveau de remplissage initial de son réservoir sur le débit. C'est pourquoi les essais (A, B,C) ont été réalisés avec des niveaux différents (le zéro correspond au niveau de la conduite d'essai).

	Niveau initial (m)	Niveau final (m)
A	1.54	1.17
B	1.15	0.78
C	0.8	0.2

Tableau C IV.3.1: Niveaux de remplissage pour les tests de reproductibilité

Nous comparons les débits obtenus pour des écarts à la saturation voisins. Vu la sensibilité de G vis-à-vis de x_0 pour l'eau (cf. C VI), l'incertitude liée à sa mesure est d'environ $\pm 12.5\%$. Cette valeur englobe l'incertitude sur la mesure des températures de référence pour (A,B,C).

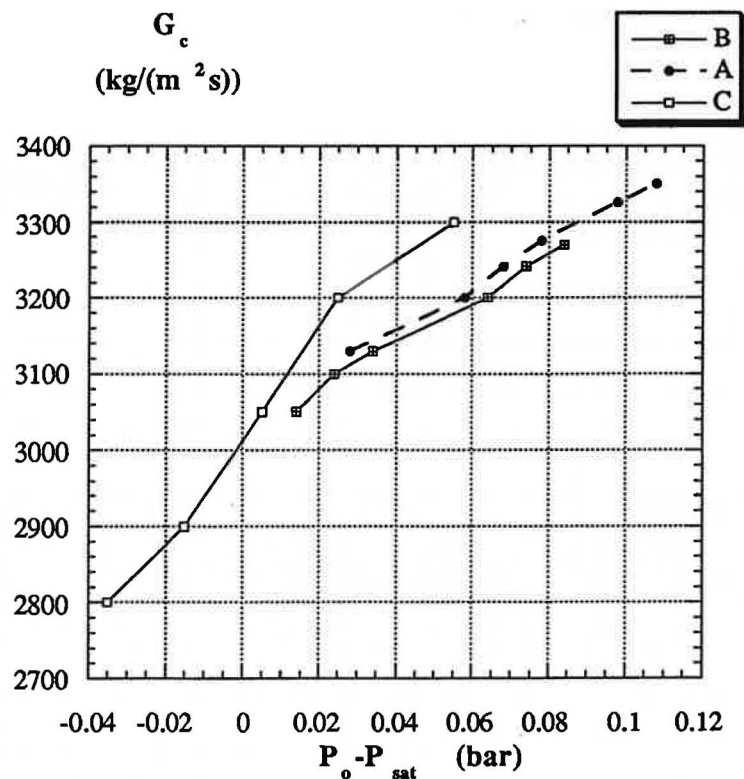


Figure C IV.3.1: Flux massique critique: essais A, B, C

Nous tirons de la figure (C IV.3.1), des écarts maximum de l'ordre de 4%. Ils sont donc plus importants que ceux constatés pour les autres mesures, mais inférieurs à l'incertitude de mesure.

Nous pouvons en conclure que les flux massiques sont reproductibles. En particulier, nous remarquons que G n'est pas sensible au niveau de remplissage initial. L'influence qu'observait Viguié était sans doute liée à une déficience dans la maîtrise de l'état thermodynamique dans son réservoir d'alimentation.

V- CRITICITÉ ET ADIABATICITÉ DES ESSAIS

V.1- CRITICITÉ

Nous avons réalisé une série d'essais en faisant varier la plage de pression dans le réservoir en aval. Cela nous permet de vérifier l'indépendance de l'écoulement vis-à-vis de la pression en aval, i.e. la criticité de l'écoulement.

P_0 (bar)	P_{aval} (bar)	G (kg/m ² .s)	P_{C1} (bar)	2	3	4	5	
6.05	≤ 3.1	4980	5.75	5.585	5.31	5.1	4.4	critique
	[3.1 / 3.5]	5026	5.78	5.59	5.3	5.09	4.41	critique
	[3.8, 4]	4548	5.96	5.68	5.35	5.13	4.26	non critique

Tableau C V.1.1: Tests de criticité pour le butane

P_0 (bar)	P_{aval} (bar)	G (kg/m ² .s)	P_{C1} (bar)	2	3	4	5	
2.22	[0.9, 1.1]	5870	2.08	1.94	1.92	1.83	1.59	critique
	[1.1, 1.25]	6040	2.1	1.97	1.95	1.86	1.6	"
4.03	[0.9, 1.3]	5880	3.86	3.6	3.13			"
	[1.4, 1.95]	5720	3.87	3.56	3.14			"

Tableau C V.1.2 : Tests de criticité pour le R11

Nous remarquons que les résultats pour le R11 à 4 bar ont été obtenus avec une conduite de diamètre 4 mm équipée de seulement trois prises de pression. Cette conduite, utilisée par May L., n'a pas été retenue pour notre campagne expérimentale. Cependant, les informations concernant la criticité sont a priori tout à fait transposables.

Les tableaux (C V.1.1) et (C V.1.2) montrent que les profils de pression et les vitesses massiques sont identiques, donc que l'écoulement est critique pour une certaine plage de pression en aval. Nous en déduisons une valeur maximale admissible pour la pression en aval, au-delà de laquelle la criticité n'est plus vérifiée. Cette valeur issue d'essais à faible pression en amont, est a fortiori transposable aux pressions en amont supérieures.

Pendant les essais, la pression en aval est surveillée. Nous vérifions qu'elle n'excède pas la valeur maximale admissible donnée par les tests de criticité. En parallèle, nous nous assurons que l'évolution temporelle de la masse dans la colonne d'essai, et des profils de pression dans la conduite ne présentent aucun "accident" (figure. C V.1.1).

Seuls les essais avec le butane et le butane commercial à basse pression ont posé des problèmes. Cela vient du fait que la pression en aval augmente très vite, car la pression de vapeur correspondant à la température ambiante (2.7 bar à 15°C) est atteinte en moins d'une minute dans le réservoir en aval. L'écoulement devient donc rapidement subcritique.

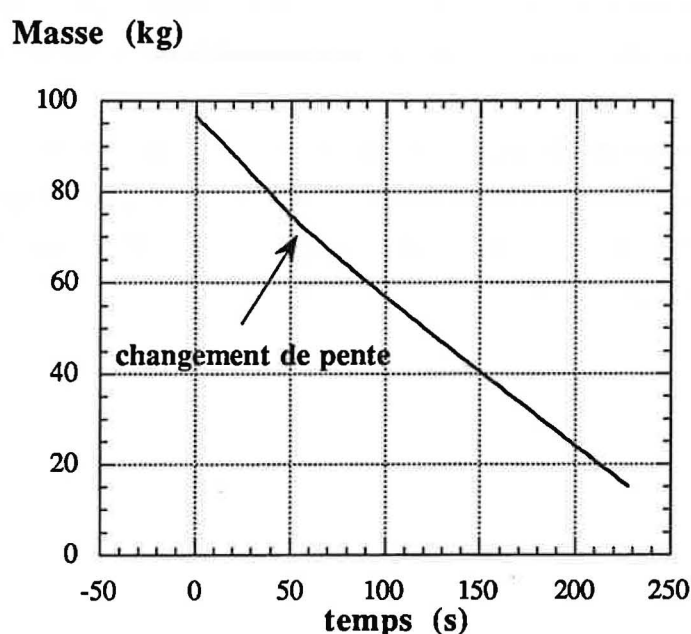


Fig.C V.1.1: Evolution temporelle de la masse pour le butane commercial ($P_0 \sim 4$ bar)

En observant l'évolution de la masse au cours d'un essai à faible P_0 , nous constatons en effet une cassure (figure C V.1.1) probablement due au passage au régime subsonique. Cette cassure s'accompagne par ailleurs d'un changement de sonorité de l'écoulement (une telle observation ne se reproduit pas pour les autres essais).

Pour ces situations, nous avons vérifié que le fluide en amont passe par la saturation avant ce changement de pente.

V.2- ADIABATICITÉ

Quelques essais ont été réalisés en calorifugeant la conduite de diamètre intérieur 4 mm. De ce fait, la chaleur provenant de la colonne via la vanne principale dès avant l'essai se transmet avec beaucoup moins de pertes à la conduite, qui est donc "préchauffée". Cela signifie que le flux de chaleur entre le fluide et la conduite est sensiblement modifié en début d'essai.

En prenant des conditions en amont (P_0 , T_0) voisines, nous constatons que l'évolution de la pression dans le tube reste inchangée (cf. figure C V.2.1). De même, le débit à saturation est le même, et ceci à 5 % près. Cela montre que ni le débit, ni même les transitoires en début d'essai ne sont sensibles à des conditions thermiques initiales différentes.

Un calcul rapide montre qu'après 0.02 seconde la température externe du tube commence à évoluer. Nous pouvons donc raisonnablement penser que quelques secondes suffiront à la mise en température du tube, ce qui est très faible devant la durée d'un essai (toujours supérieure à 150 secondes).

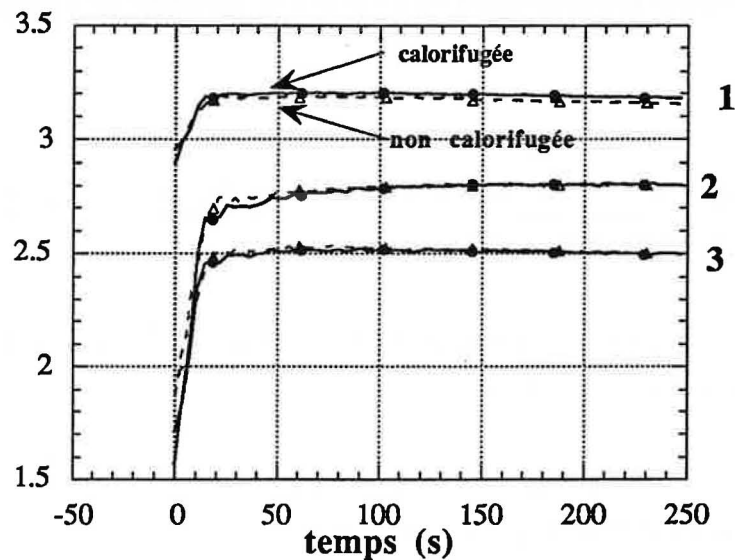
Pressions dans
le tube (bar)

Fig. C V.2.1: Pressions dans la conduite pour une conduite calorifugée ou non

Les transferts de chaleur avec les parois du tube n'influencent donc pas l'écoulement, qui peut être supposé **adiabatique**. Cette constatation sera confortée au D III.2.1 b, où nous vérifierons que la sensibilité du modèle DEM à ce flux de chaleur est quasiment nulle.

VI- INFLUENCE DES PRINCIPAUX PARAMÈTRES

VI.1- LE TITRE EN AMONT (x_0)

VI.1.1- Observations expérimentales

La bibliographie (cf. A II.2) a mis en évidence la forte influence de ce paramètre, surtout au voisinage de la saturation. Il nous faut évaluer cette sensibilité pour déterminer l'incertitude dans la détermination du moment auquel ($x_0 = 0$).

Dans ce qui suit, l'écart à la saturation est exprimé en millibar en raison du protocole expérimental. En fait, cela est secondaire, car notre objectif est un calcul d'incertitude et une sensibilisation du lecteur à la nécessité de mesurer précisément le titre en amont.

La figure (C VI.1) montre que tous les fluides présentent une forte sensibilité du flux massique vis-à-vis du titre en amont.

- L'eau s'avère très sensible: un écart de 16 mbar par rapport à la pression de référence fait varier G de 5% environ

- Les autres fluides montrent une sensibilité un peu moins prononcée: 25 mbar sur la pression de référence amènent 5% sur G

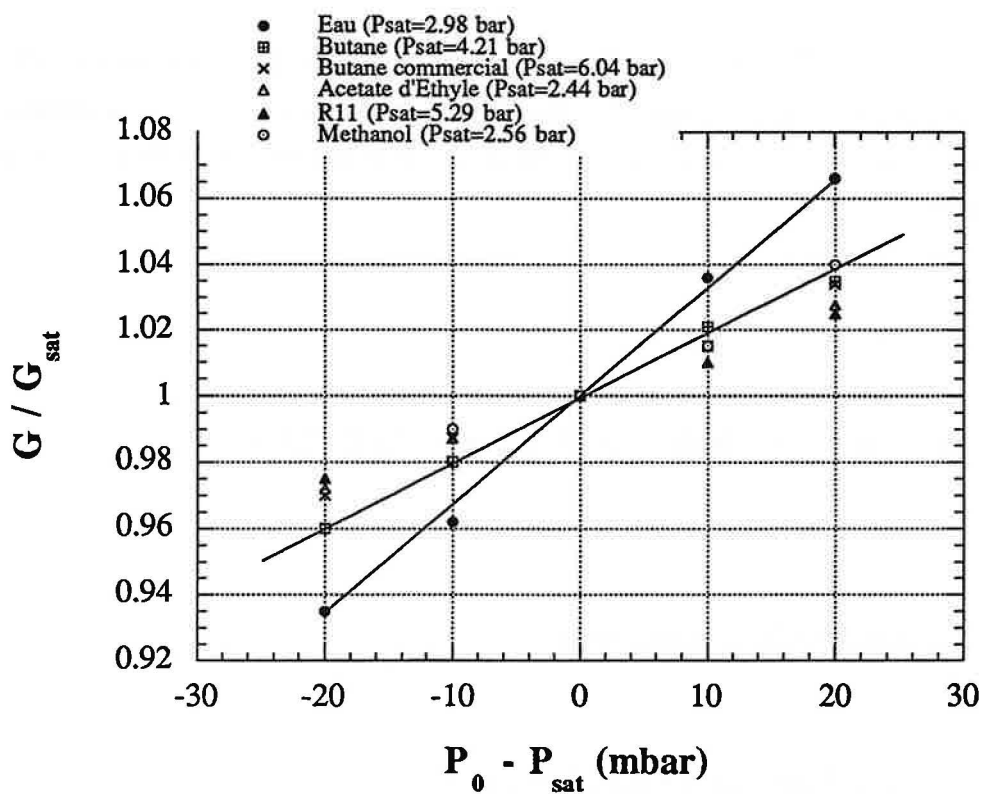


Figure C VI.1: Influence de l'écart à la saturation sur G_c

VI.1.2- Conclusions

En nous reportant à la précision des méthodes expérimentales (C II.1), nous pouvons évaluer, vu ce qui précède, l'erreur issue de la détection de la saturation sur G :

FLUIDES	$ e_1 $
Eau	$< 8 \%$ et $\leq 6.5 \%$ avec la canne
Butane	$< 6.8 \%$ et $\leq 9 \%$ au-delà de 4 bar
R11	$< 6.8 \%$
Méthanol	$< 6.8 \%$
Acétate d'éthyle	$< 6.8 \%$

Tableau C VI.1: Incertitude sur G liée à celle sur $(P_0 - P_{sat})$

Mis à part le butane ($P_0 > 4$ bar), notre objectif initial (incertitude de $\pm 5 \%$) est à peu près vérifié.

VI.2- LA GÉOMÉTRIE

L'étude bibliographique montre que plusieurs auteurs [F7, F8, O1, S2] considèrent que seule la longueur du tube (L) modifie sensiblement les débits, et encore seulement lorsqu'elle est inférieure à 10 cm. A priori, l'extrapolation des résultats à des conduites industrielles est donc aisée.

Nous avons testé, avec l'eau, plusieurs tubes en inox de diamètres et formes d'entrée différents. Cela nous permettra de vérifier cette prépondérance de L , ou au moins de nous placer dans des conditions où l'influence de la géométrie est minimale.

L'objectif de cette thèse étant l'influence de la nature du fluide, ces résultats restent très qualitatifs.

VI.2.1- Effets des accidents géométriques (technologie de construction et capteurs)

Les figures qui vont suivre utilisent des abréviations que nous devons introduire dans un premier temps:

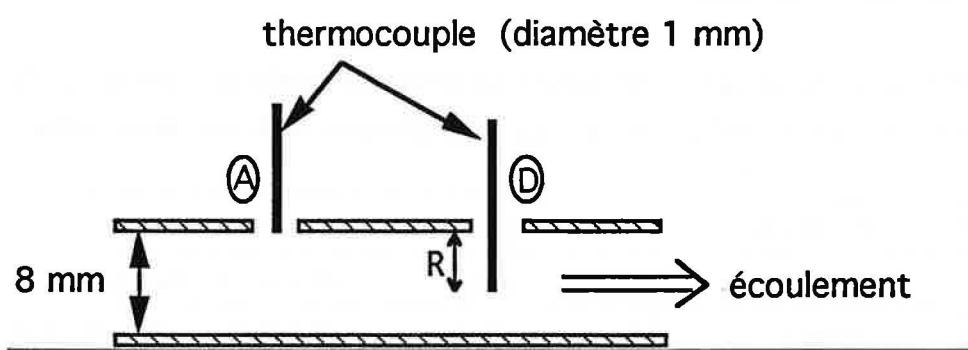


Figure C VI.2.1: Emplacements des thermocouples sur la conduite

- D8 = diamètre intérieur 8 mm
- -1- = la conduite était reliée à la vanne principale avec un système de montage identique à May [M2] (cf. figure C VI.2.3)
- R = restriction à la sortie du convergent: mise en place d'une rondelle de diamètre supérieur à 7.5mm et inférieur à celui de la conduite
- SC = sans capteurs (aucun percage)
- STC = sans thermocouples
- TCA = thermocouples affleurants (situation A, figure C VI.2.1)
- TCD = thermocouples intrusifs (situation D, figure C VI.2.1)
- Inox 2 = notre conduite (D = 8mm, L = 535mm, cf B II.3)

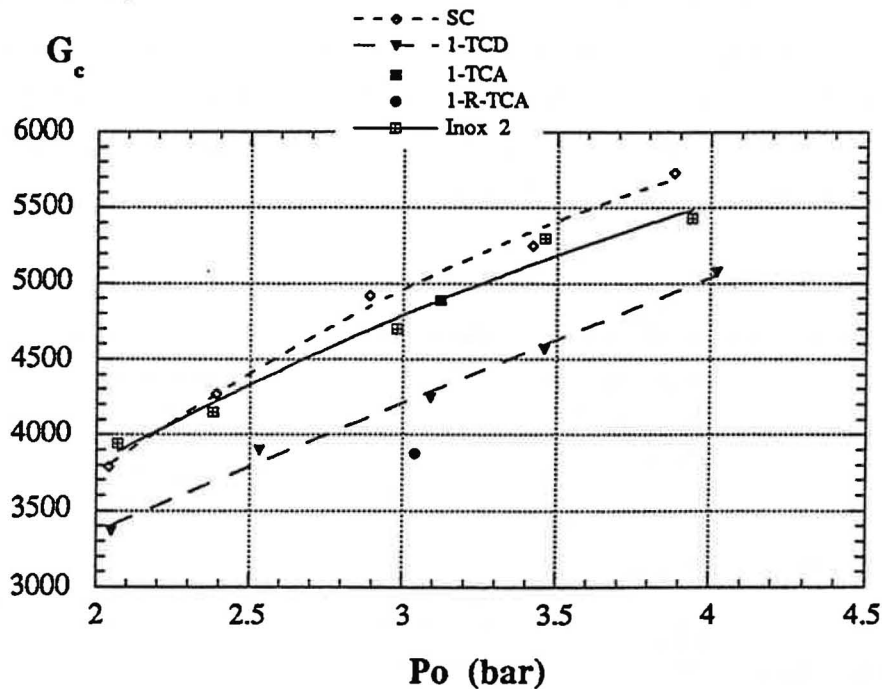


Figure C VI.2.2: Effets des accidents géométriques dans la conduite sur G_c ; cas de l'eau

Nous nous apercevons (figure C VI.2.2.) que les prises de pression modifient très peu le flux massique critique (Inox 2 et SC). De même, les thermocouples sont peu influents tant qu'ils restent "affleurants" (1-TCA, Inox 2 et SC). Dans le cas contraire, ces thermocouples perturbent l'écoulement (1-TCA et 1-TCD). Nous pouvons relever jusqu'à 15 % de variation sur G_c .

La présence d'une restriction à l'entrée modifie considérablement G_c (25 % environ, 1-TCA et 1-R-TCA). D'un autre côté, l'ancien raccordement "tube-bride" (- 1 - sur les figures) n'engendre aucune modification significative de G_c pour D8 (Inox 2, 1-TCA).

VI.2.2- Effets du diamètre (D)

Nous présentons les résultats obtenus avec trois diamètres internes (6, 8 et 14 mm). Nous restons prudents en ce qui concerne les résultats avec le D14 pour lequel les vidanges sont très courtes et l'hypothèse de quasi-stationnarité sujette à caution.

La figure (C VI.2.4) montre des écarts de 10% (resp. 20%) environ sur le flux massique critique entre D6 et D8 (resp. D14 et D8). Les débits sont systématiquement supérieurs avec D8. Compte-tenu de réserves concernant D14, nous en concluons que le diamètre semble avoir une influence limitée sur le flux massique critique.

Cependant, le passage du D8 au D4 est très spectaculaire, avec des différences de plus de 40 % sur G. La conduite D4, utilisée par May L. [M2] est équipée de thermocouples intrusifs, et son raccordement à la vanne principale est susceptible de générer une restriction à l'entrée (figure C VI.2.3 ci-dessous).

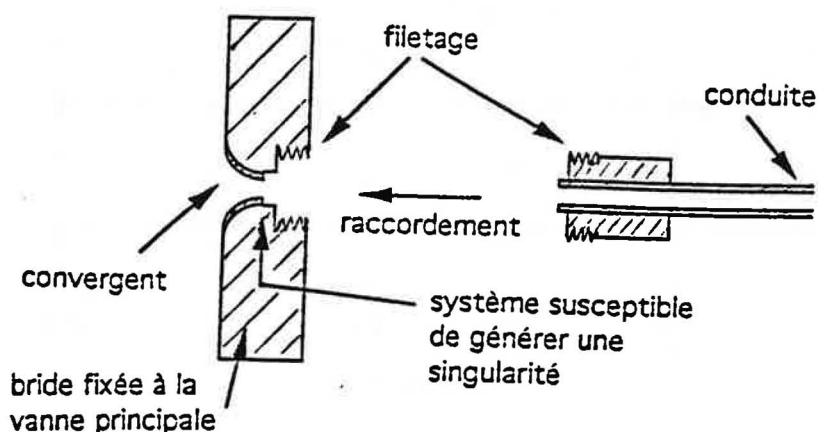


Figure C VI.2.3: Schéma de montage de l'ancien raccordement tube-bride

Nous expliquons donc les écarts entre D8 et D4 par l'influence cumulée des accidents géométriques inhérents à D4 (cf. C VI.2.1), et par les effets du diamètre.

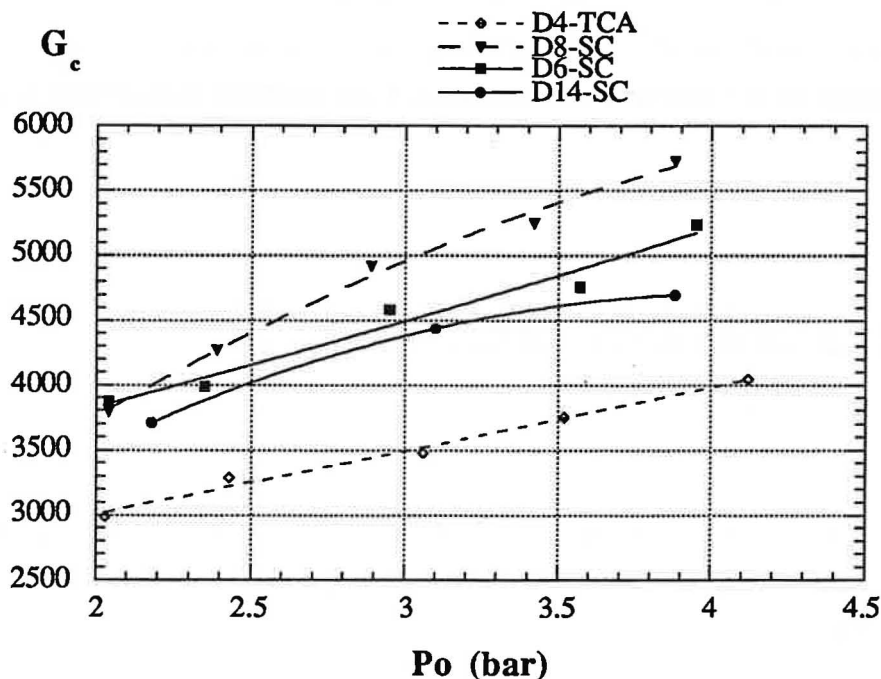


Figure D VI.2.4: Influence du diamètre et des capteurs sur le flux massique

VI.2.3- Conclusions :

Même pour des cas initialement à saturation, les irrégularités géométriques jouent énormément sur les valeurs du débit critique. Une restriction à l'entrée peut modifier G_c jusqu'à 25% environ. La présence de singularités dans le tube (thermocouples intrusifs par exemple) et le diamètre (i.e. les frottements) sont moins influents, mais ne sont pas pour autant négligeables (10 à 15 % chacun).

C'est en partie pourquoi nous avons abandonné la mesure des températures en conduite. Cela explique les écarts très importants entre le tube D4 et les autres géométries.

Nous voyons que D8 permet de réduire l'influence de la géométrie de la conduite. De plus, D8 reste raisonnable pour notre installation dans le sens où la quasi-stationnarité de l'écoulement est vérifiée. Nous avons donc retenu ce diamètre (8 mm intérieur) pour tous les essais ultérieurs.

L'extrapolation des résultats de la modélisation à des conduites industrielles n'est pas sans poser de problèmes. En effet, une grande variété de paramètres (entrée, singularités, ...) risquent de modifier et diminuer le débit de manière non négligeable. Les

résultats de notre étude seront donc majorants par rapport aux situations réelles (dans la mesure toutefois où ces dernières correspondent à une situation initialement à saturation).

VII- COMPARAISON AVEC LA LITTÉRATURE

Nous avons retenu plusieurs auteurs, dont la plage de pression en amont était proche de la notre. Nous sélectionnons également les résultats d'une docteur précédente (Viguié F. [V5]).

VII.1- L'EAU

VII.1.1- Flux massiques

Nous avons regroupé les auteurs se rapprochant le plus de nos conditions expérimentales (géométrie, pression et titre en amont).

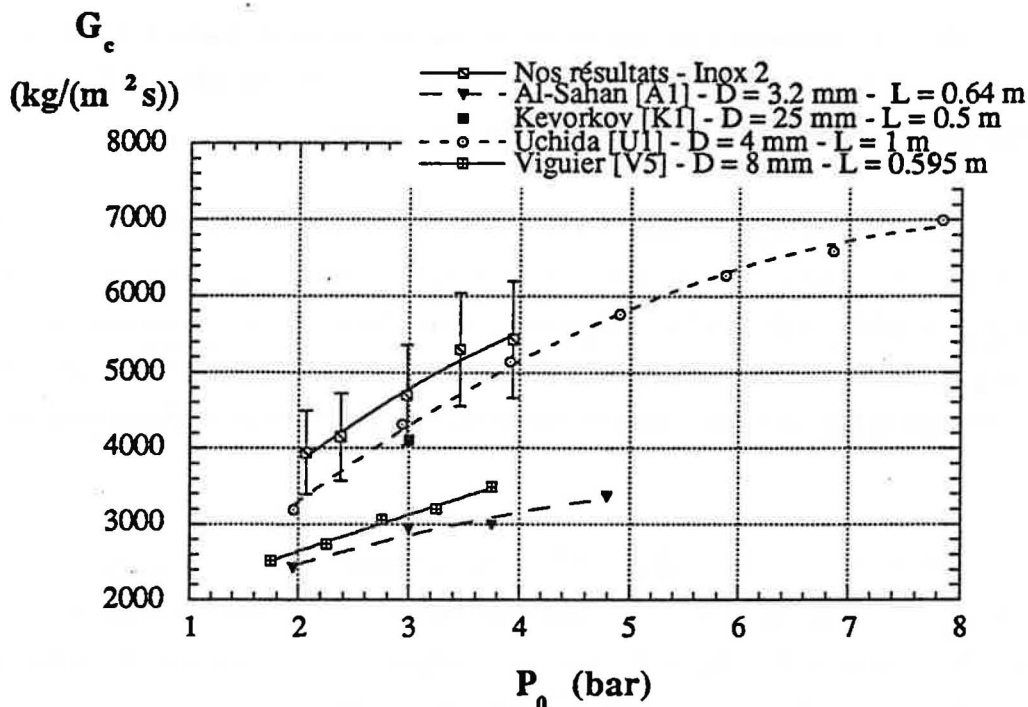


Figure C VII.1.1. Flux massiques expérimentaux et issus de la littérature

Nos vitesses massiques sont proches de celles obtenues par Uchida [U1]. Les écarts constatés ($\sim 10\%$) sont compatibles avec notre précision, et a fortiori avec le cumul des précisions respectives. Toutefois, Uchida ne donne pas les incertitudes liées à ses mesures.

Uchida utilise un diamètre interne de 4 mm, valeur qui nous a posé des problèmes expérimentaux (cf. C VI.2). Le fait que cet auteur ait des résultats proches des nôtres peut donc paraître surprenant. Cependant, Uchida ne contrôle pas le titre en amont et utilise un réservoir dont la taille limite le temps d'un essai à forte pression (< 60 s). De plus, cet auteur utilise une conduite en cuivre qui réduit les frottements par rapport à l'inox. Les conditions d'essai peuvent donc expliquer ce résultat.

Nos valeurs de G_c sont également assez proches de celles issues de l'article de Kevorkov [K1] ($\sim 13\%$). Kevorkov annonce 3.7% d'incertitude due à la mesure de G_c , et 0.1°C sur le sous-refroidissement.

Nos résultats expérimentaux (cf. C VI.1) montrent que ce dernier point peut entraîner 4% de variation sur G . L'incertitude totale des mesures de Kevorkov est donc d'environ 5% , si nous supposons les deux sources d'erreur indépendantes. Les écarts relevés sont de l'ordre de grandeur des incertitudes respectives.

Nous remarquons que Kevorkov utilise un diamètre interne beaucoup plus important que le notre. Cela confirme notre observation, selon laquelle l'influence de la géométrie est réduite pour un diamètre interne supérieur à 6 mm.

Les écarts enregistrés avec les résultats de Viguié F. [V5] sont très importants ($> 45 \%$). Nous les expliquons essentiellement par le fait qu'elle ne contrôlait pas correctement les conditions thermodynamiques en amont. Pour une même pression en amont, G variait de plus de 10% . En particulier, elle constatait un fort bouillonnement dans son réservoir, et ses essais étaient limités dans le temps (un peu inférieurs à 1 minute pour l'eau).

Les écarts avec Al-Sahan [A1] sont également très conséquents ($\leq 68 \%$). Encore une fois, un mauvais contrôle des conditions en amont et un petit volume du réservoir en amont (~ 90 l) semblent à l'origine de ces constatations. Le diamètre utilisé est également faible (3.2 mm), ce qui peut rendre les effets de géométrie importants.

VII.1.2- Les profils de pression

Uchida nous a paru l'auteur le plus proche de nos conditions expérimentales. De plus, il fait un grand nombre de mesures sur sa conduite. Nous notons que ce n'est pas la même conduite que celle énoncée au paragraphe précédent (ici $D = 4$ mm, $L = 0.535$ m).

Profils de pression (bar)

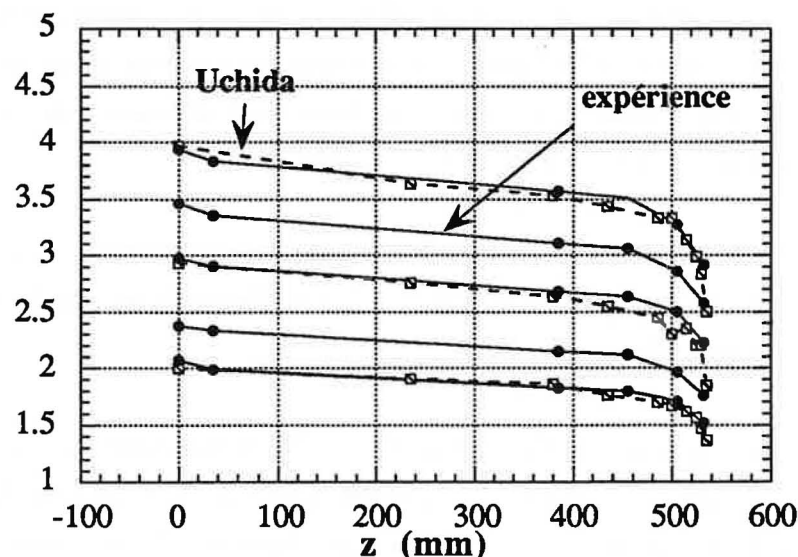


Figure C VII.1.2: Comparaison des profils de pression expérimentaux avec Uchida [U1] avec $D=4$ mm et $L=535$ mm

A basse pression (figure C VII.1.2), les profils sont à peu près confondus. Lorsque P_0 augmente, nous pouvons relever des écarts pouvant aller jusqu'à 200 mbar.

Nos mesures semblent donner un profil correct avec un fort gradient à la sortie du tube, i.e. la section critique. Nous ne constatons plus de mauvaise répartition des mesures, comme pour le cas d'un écoulement monophasique et liquide (cf. C I.2). Ceci peut s'expliquer par le fait que le gradient de pression en sortie devient suffisamment important pour supplanter les incertitudes.

Cependant, les valeurs expérimentales restent sujettes à caution, et ne peuvent faire l'objet de comparaisons quantitatives précises.

Les mesures de Uchida sont également critiquables. Nous notons un profil peu régulier aux hautes pressions, mis en avant par un nombre de prises de pression très important. Il est donc possible que l'auteur ait des problèmes analogues aux nôtres, même s'il ne les mentionne pas.

En conclusion, compte-tenu des critiques faites sur nos mesures et celles de Uchida, nous pouvons simplement dire que les profils semblent assez proches.

VII.2- LE R11

Les résultats disponibles dans la littérature sont beaucoup plus rares que pour l'eau. Ils se limitent essentiellement à ceux de Fletcher [F7] et ceux de Viguier F. [V5].

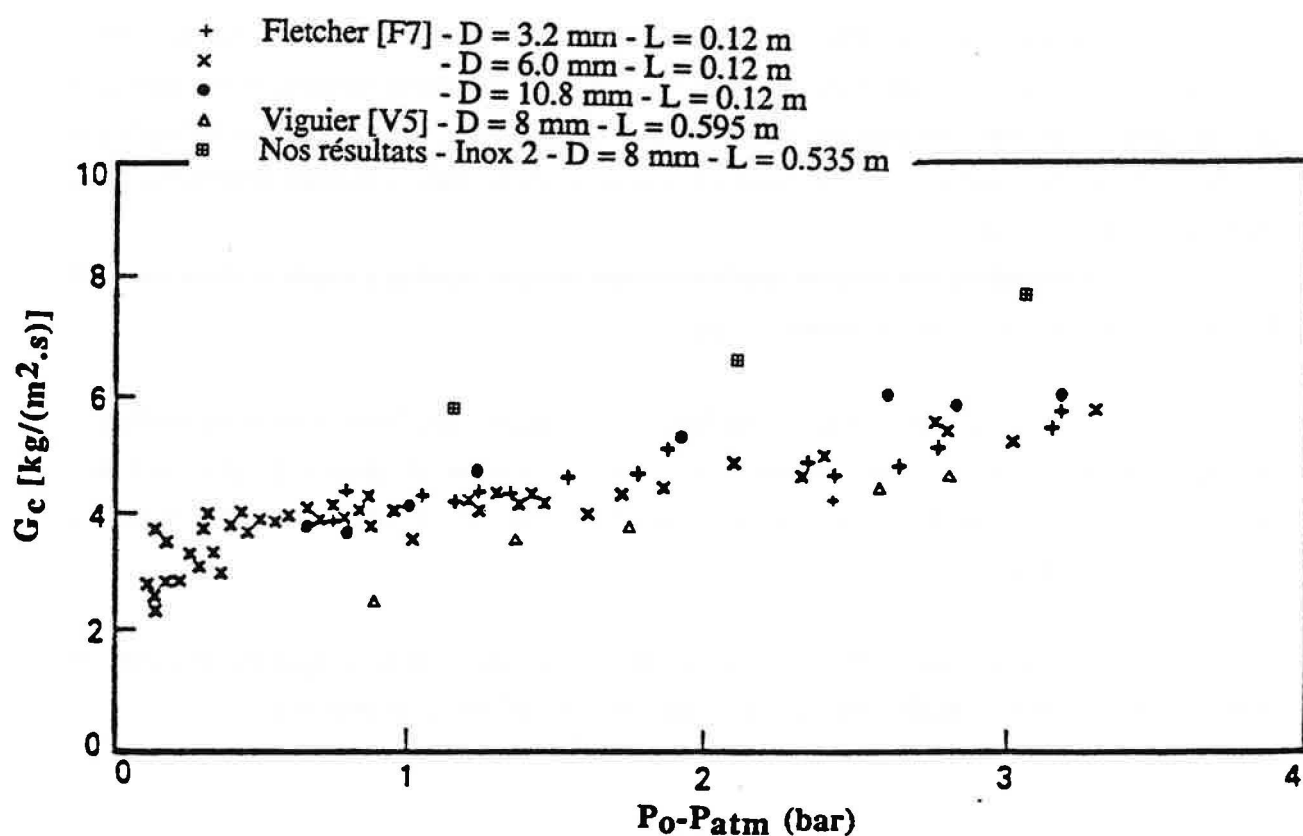


Figure C VII.2: Comparaison des flux massiques expérimentaux à la littérature pour le R11 d'après Fletcher [F7]

La figure (C VII.2) présente les résultats de ces deux auteurs, comparés à nos valeurs expérimentales. A noter que les flux massiques sont représentés en fonction de la pression relative à la pression atmosphérique.

Par rapport à Viguiet, nous obtenons des flux massiques critiques bien plus importants (écarts > 40%). Comme pour l'eau (cf. C VII.1), nous l'expliquons par une mauvaise maîtrise des conditions thermodynamiques en amont de la part de Viguiet.

Les flux massiques critiques mesurés par Fletcher s'avèrent peu réguliers, et inférieurs aux nôtres en dépit d'une longueur de conduite plus faible ($L = 120$ mm). Un mauvais contrôle du titre en amont est encore une fois l'explication la plus vraisemblable.

Fletcher utilise plusieurs diamètres internes compris dans la plage que nous avons expérimentalement testée (cf. C VI.2). Malgré la dispersion des points expérimentaux, le plus gros diamètre semble donner les débits les plus forts. Cela a tendance à montrer que Fletcher subit lui aussi l'influence du diamètre, ce qui est contradictoire avec les conclusions de cet auteur.

VII.3- CONCLUSIONS

La comparaison avec la littérature est limitée, en particulier parce que la majorité des auteurs contrôle mal le titre en amont. Cela souligne la difficulté à réaliser des essais initialement à saturation.

Nous obtenons des flux massiques critiques voisins de ceux de Kevorkov *et al.* [K1], dont l'installation expérimentale semble fiable. Il semble donc que la géométrie ait une influence modérée lorsque le diamètre interne de la conduite devient suffisamment important.

VIII- CALCUL DE LA RUGOSITÉ DE LA CONDUITE DE VIDANGE

Lorsque nous utiliserons les modèles (Chapitre D), nous aurons besoin de connaître la valeur de la rugosité de nos conduites. Pour la déterminer, nous disposons de deux méthodes: mesure de la chute de pression lors d'un écoulement monophasique liquide, et mesure directe grâce à un rugosimètre mécanique.

Dans le premier cas, nous effectuons des essais avec de l'eau restant liquide dans tout le tube de vidange. Ce dernier débouche à l'atmosphère. La pression atmosphérique est mesurée à l'aide d'un baromètre à mercure. A cause de l'incertitude associée (C I.2.2), nous n'utiliserons pas les mesures de pression dans la conduite.

su calcul du coefficient de frottement et de la rugosité de la conduite.

lebrook [B6]:

Remarque: En réalité, c'est la valeur de λ qui nous sera utile dans l'utilisation des modèles. La relation de Colebrook, que nous utilisons dans les deux sens (calcul de $\epsilon(\lambda, Re)$ et $\lambda(\epsilon, Re)$) nous sert uniquement à corriger la valeur de λ en fonction du nombre de Reynolds. Cette utilisation qui porte sur le calcul d'une variation de λ , fait que le biais systématique associé à cette relation perd toute influence.

Nous obtenons:

	P_0 (bar)	P_{atm} (bar)	T (K)	G [kg/(m ² .s)]	Re	λ	ϵ
Inox 2	10.05	0.95	358	29 225	7.06e5	1.57e-2	2e-6
Inox 3	8.11	1	293	25 583	2.27e5	1.79e-2	3e-6

Tableau C VIII.1: Données nécessaires au calcul de la rugosité

Le rugosimètre indique que notre conduite présente des canelures longitudinales d'une profondeur de 10^{-5} m environ. Lorsque nous suivons une "ligne de niveau", la rugosité est de l'ordre de 10^{-6} m (figure C VIII.1).

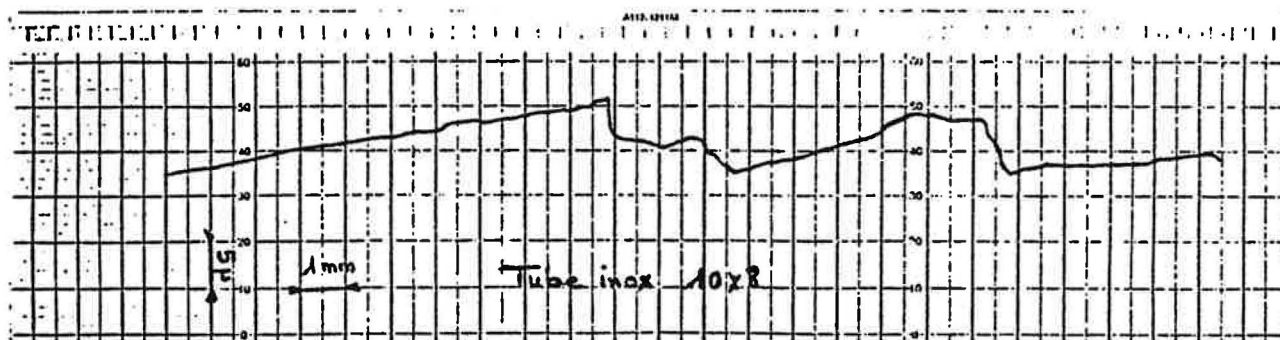


Figure C VIII.1: Etat de surface du tube utilisé pour usiner la conduite, établi avec un rugosimètre

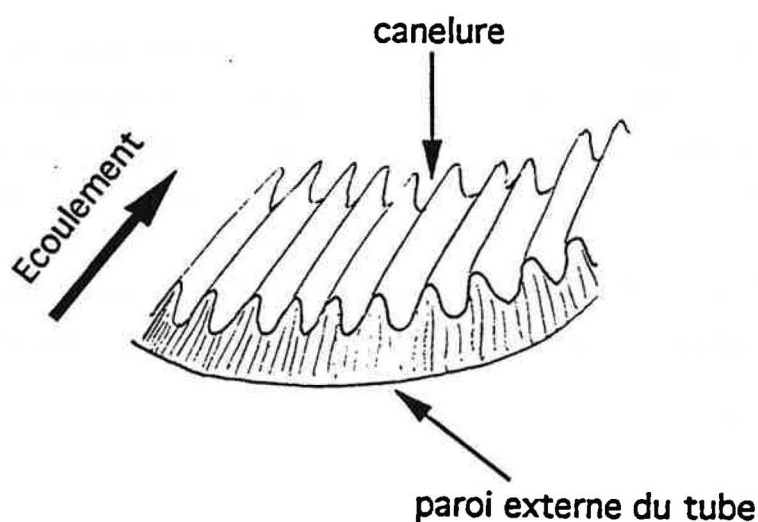


Figure C VIII.2: Schéma des canelures du tube de vidange utilisé

Nous remarquons enfin que les valeurs de la rugosité (tableau C VIII.1) sont dans la gamme prévue par le rugosimètre.

Les données du tableau (C VIII.1) nous permettent d'estimer la vitesse massique à différentes pressions en amont, et une température de 20°C. La figure (C VIII.3) montre que ces estimations sont bonnes, i.e. compatibles avec les erreurs sur G_c (3.2 % selon May L. [M2]).

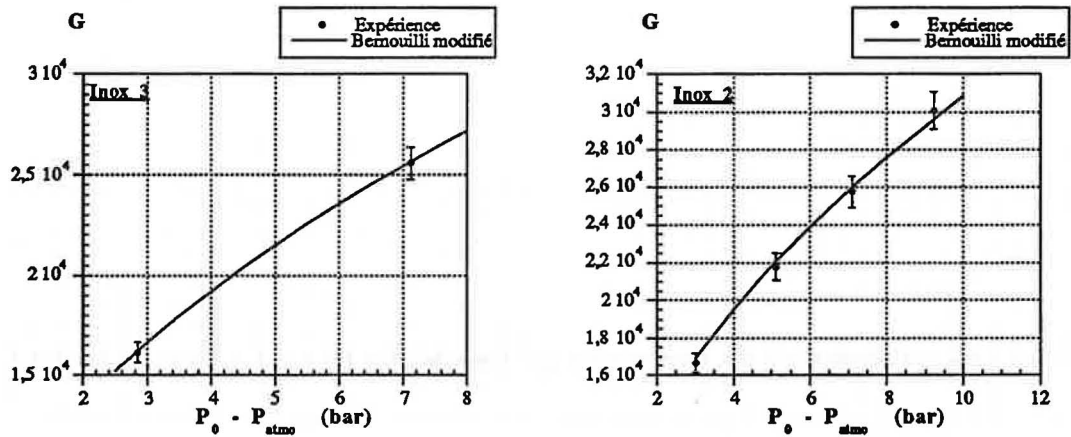


Figure C VIII.3: Comparaison des flux massiques théoriques et expérimentaux: eau restant à l'état liquide et à 20 °C environ

Nos valeurs de la rugosité semblent donc bonnes. En particulier, nous pouvons considérer que les deux conduites sont identiques compte-tenu du faible écart sur cette rugosité. En effet, l'incertitude sur G ($\pm 3.2 \%$) correspond à un plage sur la valeur de ϵ qui s'étend du simple au double environ. Nous travaillerons dorénavant avec $\epsilon = 2e-6$.

Pour l'eau initialement à saturation ou sous-refroidie, nous mesurons des débits voisins pour les deux tubes. C'est une vérification supplémentaire de leur similitude.

IX- SENSIBILITÉ DES MODÈLES À L'EXPRESSION DES FROTTEMENTS

Dans cette partie, nous analyserons les conséquences du choix de la corrélation pour exprimer les frottements, sur les résultats des modèles d'écoulements diphasiques critiques (flux massiques critiques et profils de pression). De même, nous montrerons l'influence de la valeur de la rugosité, et ce que cela implique pour nos essais.

IX.1- CHOIX DE LA CORRÉLATION POUR LES FROTTEMENTS

IX.1.1- Flux massique critique

Le tableau (D.IX.1.1) tente de montrer cette influence en comparant quatre ou cinq corrélations (cf. A III.2) :

- Le modèle homogène (avec $\mu = \mu_L$) noté "H - μ_L "
- Le modèle homogène (avec $\mu = \mu_G$) noté "H - μ_G "
- Le modèle Lombardo-Pedrocchi noté "LP"
- Le modèle de Baroczy-Chisholm noté "BC"
- Le modèle de Lockart-Martinelli noté "LM"

Nous notons que la corrélation de Lombardo-Pedrocchi n'est utilisée que dans un cas. En effet, elle n'est pas recommandée pour ($G \geq 5000 \text{ kg/m}^2.\text{s}$). Cela restreint donc son utilisation pour nos essais, et nous avons pris soin de l'utiliser avec une certaine marge vis-à-vis de ce critère.

T_0 (K)	$P_0 = P_{\text{sat}}(T_0)$ (bar)	Fluide	Modèle	Corrélation	G_C ($\text{kg}/(\text{m}^2.\text{s})$)
359.1	6.07	R11	DEM	H - μ_L	8097
				H - μ_G	8229
				LM	7761
				BC	7960
416.3	3.94	Eau	HEM	H - μ_L	2609
				H - μ_G	2671
				LM	2438
				BC	2558
				LP	2510
408	3.11	Eau	HRM	H - μ_L	4775
				H - μ_G	4866
				LM	4716
				BC	4758

Tableau C.IX.1.1. Influence de la corrélation exprimant les frottements sur G_C

En ce qui concerne HEM, les écarts sur G_C se situent dans une fourchette d'environ 10 % d'une corrélation à l'autre. Chisholm [C4] préconise les corrélations de Baroczy-Chisholm, Lombardo-Pedrocchi et homogène. Le fait de les retrouver proches n'est donc pas surprenant.

Pour être en accord avec Chisholm, nous choisissons la corrélation de Baroczy-Chisholm. Vis-à-vis de cette corrélation, les écarts sur G_C se réduisent à moins de 6 % (cf. figure C IX.1.1), ce qui est inférieur à l'incertitude de mesure.

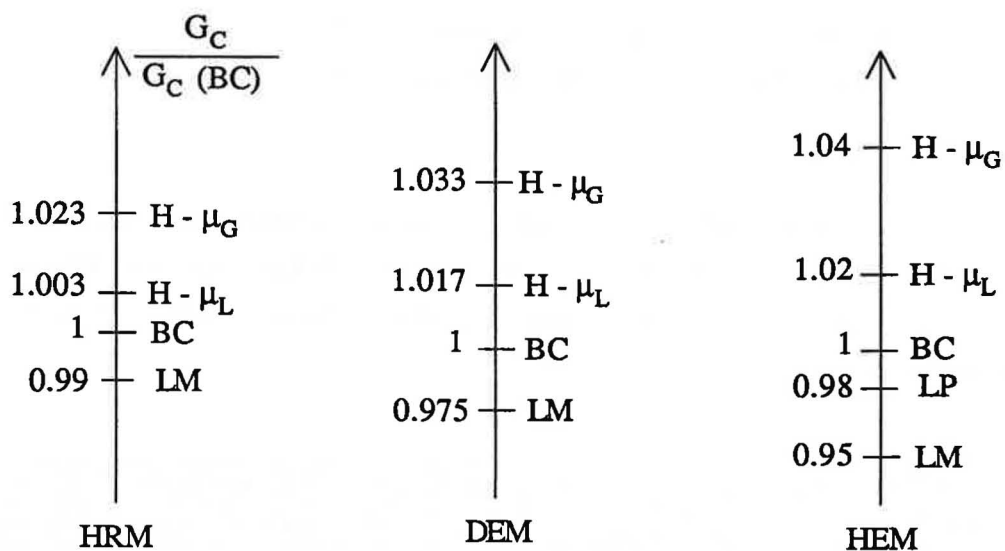


Figure C IX.1.1: Impact du choix de Baroczy-Chisholm sur le flux massique critique.

En ce qui concerne DEM et HRM, l'impact de ce choix sur G_C est un peu moins marqué (6 % et 4 % d'écarts respectifs en moyenne). L'ordre de grandeur est donc proche de celui observé pour HEM. Cela était relativement prévisible, car DEM et HRM utilisent le système d'équations de HEM comme base de départ. Quoiqu'il en soit, le choix de la corrélation de Baroczy-Chisholm ne change pas beaucoup G_C par rapport aux autres options possibles.

Nous remarquons que cette influence se réduit rapidement lorsque l'écart initial à la saturation augmente. Pour un sous-refroidissement d'environ 10°C, nous observons des écarts de l'ordre de 1%. Nous rejoignons donc les conclusions de May L. [M2] ainsi que Féburie *et al.* [F10]. Nous pouvons expliquer ceci par le fait que plus le sous-refroidissement augmente, plus la longueur de la zone diphasique diminue. Il est donc normal que l'influence des lois s'y rattachant diminue également.

Nous remarquons que dans tous les cas la valeur de la viscosité joue peu sur les résultats du modèle homogène. Nous l'expliquons à l'aide de la courbe de Nikuradse [B6]. Avec la viscosité du liquide, nous sommes dans une zone de frottements semi-rugueuse où (ϵ, Re) interviennent sur la perte de charge. Toutefois, nous sommes à la fois proche de la zone lisse (où seul le Re intervient) et de la zone totalement rugueuse (où seule ϵ intervient).

Lorsque nous choisissons la viscosité du gaz, le Reynolds augmente fortement. Cela se traduit par le passage à la zone totalement rugueuse. Puisque la rugosité est inchangée, le coefficient de perte de charge linéique évolue peu, ce qui se traduit par un flux massique critique très proche.

IX.1.2- Profils de pression

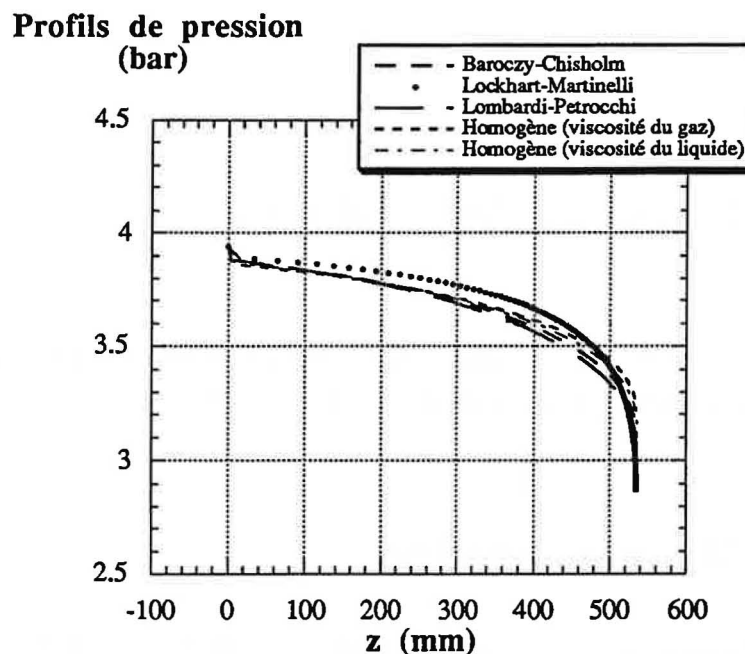


Figure C.IX.1.2. : Influence du choix de la corrélation pour les frottements sur le profil de pressions en conduite; cas de l'eau à 3.94 bar. Cas du modèle HEM.

En ce qui concerne HEM, la figure (C.IX.1.2) montre qu'une fois encore la corrélation de Lockhart-Martinelli est un peu à part. Les écarts maximum ne sont cependant que de l'ordre de 300 mbar.

Compte-tenu de la précision de nos mesures, nous pouvons considérer que les différents profils sont quasiment indiscernables.

En ce qui concerne DEM et HRM, de même que pour les flux massiques, les écarts relevés entre toutes les corrélations sont encore inférieurs (< 200 mbar et 150 mbar respectivement). Ils ne seront donc pas gênants pour notre exploitation future.

IX.1.3- Conclusion

L'influence du choix de la corrélation est plus marquée pour le modèle HEM, mais reste limitée et de l'ordre de grandeur de la précision des mesures.

En ce qui concerne les modèles DEM et HRM, le choix de la corrélation est peu important. Nous choisissons toutefois celle de Baroczy-Chisholm, recommandée par Chisholm [C4].

IX.2- VALEUR DE LA RUGOSITÉ DU TUBE

Pour montrer son influence, nous avons successivement multiplié et divisé par 10 la valeur de la rugosité expérimentale (ϵ_{expce} , cf. C.VIII).

IX.2.1- Flux massique critique

Diviser la rugosité expérimentale par 10 joue peu (tableau C.IX.2.1). A l'inverse, la multiplier par 10 modifie G_C d'environ 6 % pour HEM, et 10 % pour DEM et HRM.

Nous expliquons encore une fois ceci par la courbe de Nikuradse [B6]. Lorsque nous divisons la rugosité par 10, nous passons dans la zone lisse. Or, il s'avère que le nombre de Reynolds évolue peu. De ce fait, le coefficient de perte de charge linéique est lui-même peu modifié, et les flux massiques restent voisins.

A l'inverse, multiplier la rugosité par 10 entraîne le passage dans la zone totalement rugueuse. Dès lors, seule ϵ influence les frottements. On peut donc s'attendre à ce qu'un facteur 10 modifie beaucoup la perte de charge, et donc, le flux massique critique.

T_0 (K)	$P_0 = P_{\text{sat}}(T_0)$ (bar)	ϵ	G_C (kg/(m ² .s))	FLUIDE	MODÈLE
359.1	6.07	10 ϵ_{expce}	5884	R11	HEM
		2 ϵ_{expce}	6154		
		ϵ_{expce}	6220		
		$\epsilon_{\text{expce}}/10$	6303		
408	3.11	10 ϵ_{expce}	4341	EAU	HRM
		2 ϵ_{expce}	4672		
		ϵ_{expce}	4758		
		$\epsilon_{\text{expce}}/10$	4825		
359.1	6.07	10 ϵ_{expce}	7400	R11	DEM
		2 ϵ_{expce}	7845		
		ϵ_{expce}	7960		
		$\epsilon_{\text{expce}}/10$	8105		

Tableau C IX.2.1: Influence de ϵ sur G_C

En conclusion, il faut mesurer ϵ avec une assez bonne précision, surtout pour DEM et HRM.

En ce qui nous concerne (cf. C VIII), nous estimons connaître ϵ à un facteur 2 près. Le tableau (C.IX.2.1) montre que multiplier ϵ par 2 modifie G_C de moins de 2 %, ce qui est bien inférieur à l'incertitude de mesure. Vu ce qui précède, diviser ϵ par deux est encore moins significatif, et nous pouvons conclure que la rugosité est déterminée de manière suffisamment précise pour nos essais.

IX.2.2- Profils de pression

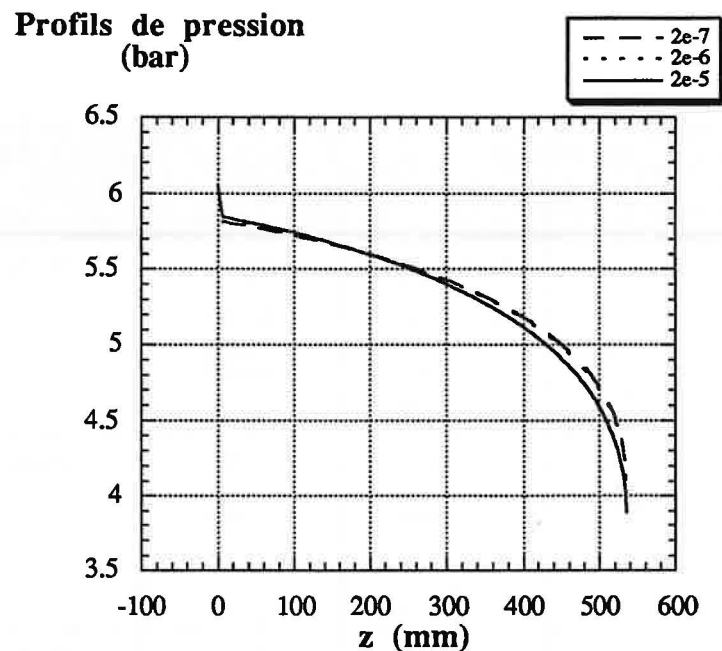


Figure C.IX.2.2. : Influence de ϵ sur $P(z)$. Cas du R11 à 6 bar, modèle DEM.

Les conclusions et les explications sont les mêmes que pour le flux massique. Seul multiplier par 10 la viscosité expérimentale modifie le profil de pression.

Pour le modèle DEM, qui est le plus sensible à ce paramètre, nous notons des écarts inférieurs à 200 mbar. En d'autres termes, les conséquences sur le profil de pression sont moins gênantes que celles sur G_C .

Un facteur 2 sur la rugosité est donc a fortiori sans incidence sur la comparaison possible entre profils mesurés et calculés.

Les conclusions sont valables pour HRM, et a fortiori pour HEM moins sensible à la valeur de ϵ .

IX.2.3- Conclusions

Les modèles HRM et DEM nécessitent une mesure relativement précise de la rugosité expérimentale, surtout concernant les flux massiques critiques.

C'est le cas de celle que nous avons réalisée.

X- CONCLUSIONS GLOBALES

Nous pouvons considérer que nous contrôlons bien les conditions thermodynamiques en amont de la conduite de vidange. Cela nous permet d'obtenir des conditions quasi-stationnaires, et de mesurer assez finement l'écart à la saturation. Ce dernier point est très important, car le flux massique critique s'avère très sensible à x_0 .

Nos essais sont reproductibles et adiabatiques. Les mesures de pression dans le tube semblent en revanche peu satisfaisantes. L'exploitation des profils de pression se réduira donc à observer des tendances vis-à-vis des modèles. Malgré cela, nous déterminons la rugosité du tube avec suffisamment de précision.

Le diamètre, la forme de l'entrée et des singularités dans la conduite peuvent modifier de manière conséquente le flux massique critique. Nous avons testé plusieurs conduites pour réduire l'influence de ce type de paramètres. Les frottements apparaissent en particulier non négligeables, même si le choix de la corrélation les exprimant a assez peu d'importance.

La comparaison de nos résultats à la littérature est limitée, mais semble confirmer que les effets de géométrie peuvent être importants pour de faibles diamètres.

RÉSULTATS ET DISCUSSIONS

Ce chapitre présente les résultats issus de notre campagne expérimentale, et les compare aux différentes familles de modèles.

I- LES RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

I.1- ANALYSE DIMENSIONNELLE

Il est difficilement envisageable de comparer les écoulements obtenus avec différents fluides en coordonnées absolues (P_0 , G ,...). Il est nettement préférable de les comparer lorsqu'ils sont soumis à des conditions "analogues", "similaires". C'est l'analyse dimensionnelle qui va nous permettre de définir cette analogie, cette similitude.

Nous considérons le cas simple où seuls les aspects thermodynamiques influencent l'écoulement. Nous nous donnons alors deux échelles caractéristiques sur le couple (v, P). A ce niveau, plusieurs options sont possibles: Leung [L4] par exemple choisit les conditions en amont.

Nous utilisons plusieurs fluides, et une même pression en amont ne signifiera pas nécessairement un comportement comparable. Le choix de Leung ne semble donc pas pertinent dans notre cas.

La loi des états correspondants [R5] dit que deux fluides semblables au sens des états correspondants (même coefficient acentrique de Pitzer, même moment dipolaire) ont une même équation d'état exprimée en coordonnées réduites. Nous nous inspirons de cette loi pour dire que le point critique thermodynamique joue vraisemblablement un rôle important. Il est alors cohérent de choisir les conditions critiques comme échelles caractéristiques.

Il vient donc :

$$v^* = \frac{v}{v_{\text{crit}}} , \quad P^* = \frac{P}{P_{\text{crit}}}$$

Nos hypothèses de départ correspondent au cas du modèle IHE (cf. A IV.3.1). Les équations qui le composent sont conservées si l'on écrit le flux massique réduit sous la forme :

$$G^* = G \sqrt{\frac{v_{crit}}{P_{crit}}}$$

I.2- RÉSULTATS ET CONCLUSIONS

Notre campagne expérimentale s'est déroulée en deux temps. Tout d'abord, les essais avec l'eau et le R11 ont été réalisés à St-Etienne avec la conduite inox 2. Ensuite, les tests sur les autres fluides se sont déroulés à Vernon avec la conduite inox 3 pendant environ 6 mois.

La plage expérimentale en $P_{sat}(T_0)$ pour chaque fluide nous a été donnée par les caractéristiques de notre installation : $T_0 \leq 150^\circ\text{C}$ (résulte de la présence de PTFE dans différents organes) et $P_0 \leq 13.5 \text{ bar}$ (résulte du tarage de la soupape qui permet d'éviter tout risque de BLEVE). A chaque pression en amont, qui correspond à une certaine température de consigne, nous mesurons le flux massique critique et le profil de pression dans le tube. Les points sont séparés de 1 bar environ, ce qui permet d'avoir un nombre significatif de mesures (cf. annexe V). Seuls les points sur l'eau sont plus rapprochés, car la plage en pression en amont est plus réduite.

I.2.1- Flux massiques critiques

Nos essais permettent d'obtenir des flux massiques critiques en fonction de la pression en amont de la conduite. En coordonnées réduites, la figure D I.2.1 ci-après représente $G_c^*(P_0^*)$.

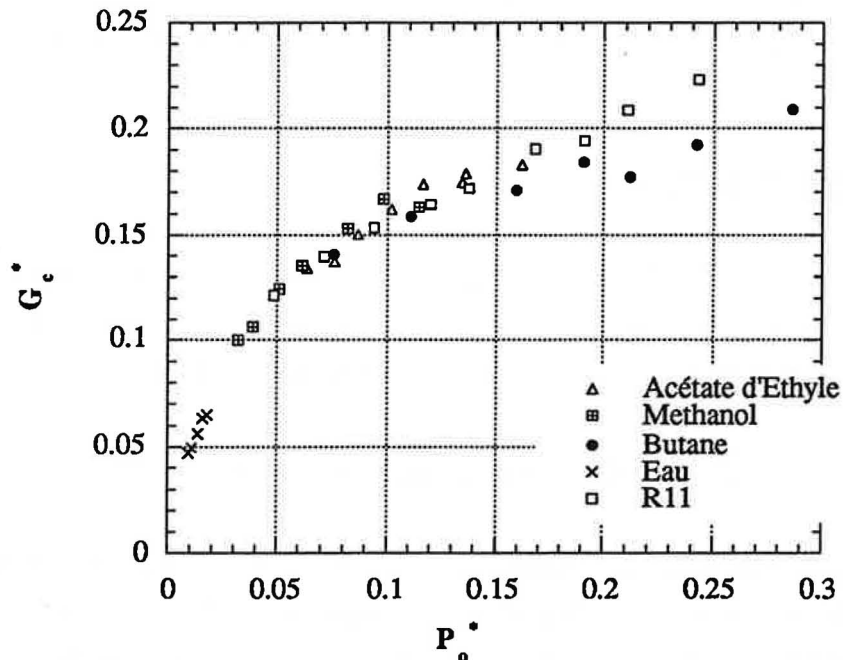


Figure D I.2.1: Flux massiques expérimentaux réduits en fonction de la pression en amont réduite

La figure (D I.2.1) montre que les courbes obtenues pour chacun des fluides se superposent remarquablement. Nous pouvons distinguer un certain écart entre le R11 et le butane pour $P_o^* > 0.2$, mais cet écart reste limité et compatible avec la précision des mesures.

L'eau, compte-tenu de sa gamme expérimentale en P_o^* , est à part du reste des fluides. Cependant, il semble que son débit réduit soit dans le prolongement de la courbe regroupant les autres fluides.

La pression en amont réduite (P_o^*), qui est proportionnelle à la distance vis-à-vis de l'état critique, apparaît donc comme le paramètre prépondérant. Il semble donc que, quelle que soit la nature du fluide, l'écoulement dépend d'un unique paramètre qui est la pression en amont réduite.

C'est un résultat totalement nouveau et très positif. En effet, il signifie que les modèles peuvent être validés avec un minimum de fluides pour peu que l'on raisonne en coordonnées réduites. Le changement de fluide serait vu comme une solution "simple" pour modifier la gamme expérimentale de P_o^* .

Toutefois ce résultat est très surprenant, dans la mesure où nous avons sélectionnés nos fluides de façon à ce qu'ils soient les plus différents possibles les uns des autres au regard des phénomènes de transfert (glissement, vaporisation,...). Nous pensions que ces transferts étaient au moins aussi importants que la distance vis-à-vis du point critique. Vu ce qui précède, ils apparaissent eux-mêmes étroitement liés à la pression en amont réduite.

I.2.2- Discussion

La figure (D I.2.1) amène des conclusions très encourageantes mais assez inattendues. C'est pourquoi nous développons deux raisonnements qui peuvent expliquer la superposition de nos courbes, et qui de ce fait pondèrent les conclusions précédentes.

a) A partir de la loi des états correspondants

La loi des états correspondants met en avant deux paramètres: le coefficient acentrique de Pitzer et le moment dipolaire. Comparée aux valeurs extrêmes relevées pour plus de 200 produits [D1], la plage expérimentale couverte pour ces deux paramètres semble assez réduite (figure D I.2.2).

De ce point de vue, nos fluides semblent plus proches entre eux que ce que nous le souhaitons, ce qui peut partiellement expliquer la superposition de nos résultats expérimentaux (figure D I.2.1).

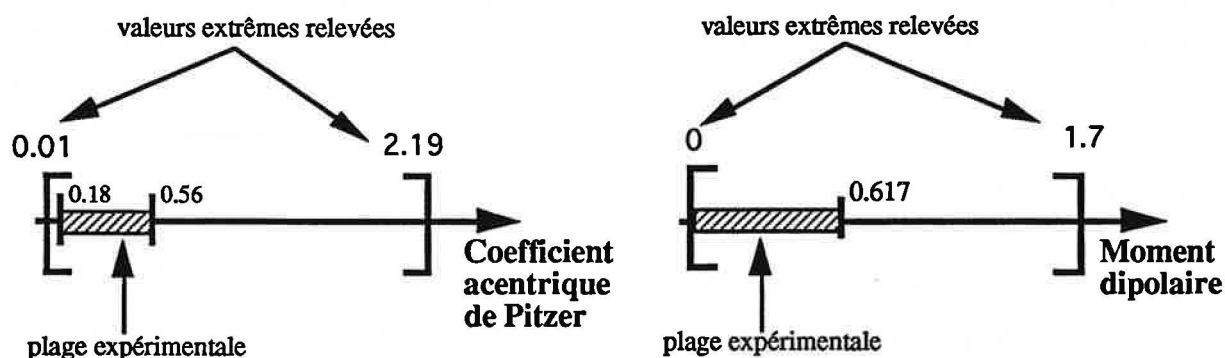


Figure D I.2.2: Coefficients acentriques de Pitzer et moments dipolaires expérimentaux, comparés aux valeurs extrêmes pour plus de 200 fluides

Toutefois, cette plage expérimentale est suffisamment large pour être compatible avec une majorité des fluides passés en revue (les 3/4). Nos résultats sont donc applicables à de nombreux produits, notamment pétroliers (propane, pentane, hexane, isobutane,...), mais aussi l'ammoniac, le chloroforme ou l'éthanol par exemple. Les fluides n'entrant pas dans notre plage expérimentale sont répertoriés en annexe VIII.

b) A partir des critères de sélection

Les écarts à l'équilibre thermodynamique, i.e. les aspects cinétiques de la vaporisation, seront supposés prépondérants (cf. D III). En supposant également la relation de Chen [C5] transposable à notre cas, la cinétique de vaporisation est reliée aux critères adimensionnels (A_3 , A_4) (cf. annexe VII).

L'évolution de (A_3 , A_4) montre qu'ils sont comparables d'un fluide à l'autre pour une même P_O^* (figure D I.2.3). Même si le butane, l'eau ou le méthanol semblent se distinguer, il faut se rappeler que nos critères n'expriment qu'une tendance.

La cinétique de vaporisation ne semble donc être qu'une fonction de P_O^* , ce qui peut expliquer qu'elle n'empêche pas la superposition des courbes observée à la figure (D I.2.1).

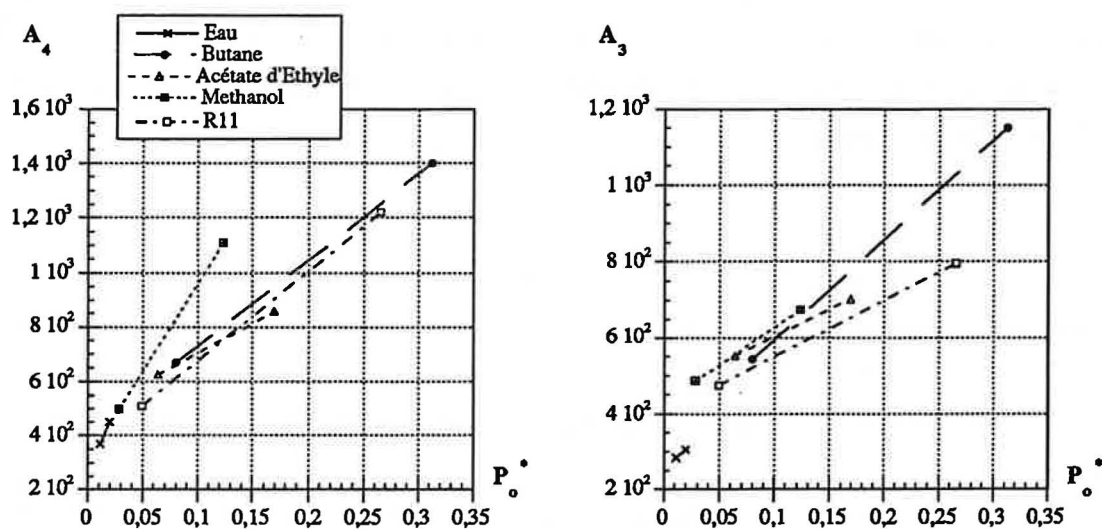


Figure D I.2.3 : Evolution de A_3 et A_4 en fonction de P_O^*

La figure (D I.2.3) a également tendance à montrer que plus P_O^* augmente, plus la cinétique de vaporisation s'écartera de celle de l'eau, dont la plage expérimentale en P_O^* est limitée.

c) Conclusions

La superposition des courbes (figure D I.2.1) fait apparaître la prépondérance de P_O^* , i.e. de la distance au point critique pour nos essais. Cela semble signifier que quelle que soit la nature du fluide, l'écoulement dépend d'un unique paramètre qui est la pression en amont réduite (P_O^*).

Cependant, cette observation peut être la conséquence de fluides plus proches que supposé, et/ou d'une cinétique de vaporisation comparable pour tous les fluides à même P_O^* . En dépit de ces réserves, nos fluides sont suffisamment représentatifs pour étendre ce résultat à de nombreux produits industriels.

I.2.3- Les profils de pression dans la conduite

Nous présenterons la pression absolue ou réduite en fonction de l'abscisse dans la conduite. Des écarts en millibars nous ont paru beaucoup plus explicites compte-tenu de l'utilisation de ces mesures. C'est pourquoi nous avons conservé une présentation partiellement dimensionnelle.

Les figures (D I.2.4 a→e) montrent que les profils mesurés sont compatibles avec la théorie. Nous observons en effet :

- une chute de pression localisée à l'entrée de la conduite, liée à l'accélération du fluide
- une chute de pression qui reste faible sur une partie importante du tube
- une forte chute de pression au voisinage de la sortie du tube due à la présence de la section critique et à l'écoulement avec une forte vaporisation.

Ces observations montrent qu'en dépit des incertitudes sur les mesures de pression dans la conduite, les profils obtenus sont qualitativement corrects. Nous restons toutefois prudents dans leur exploitation.

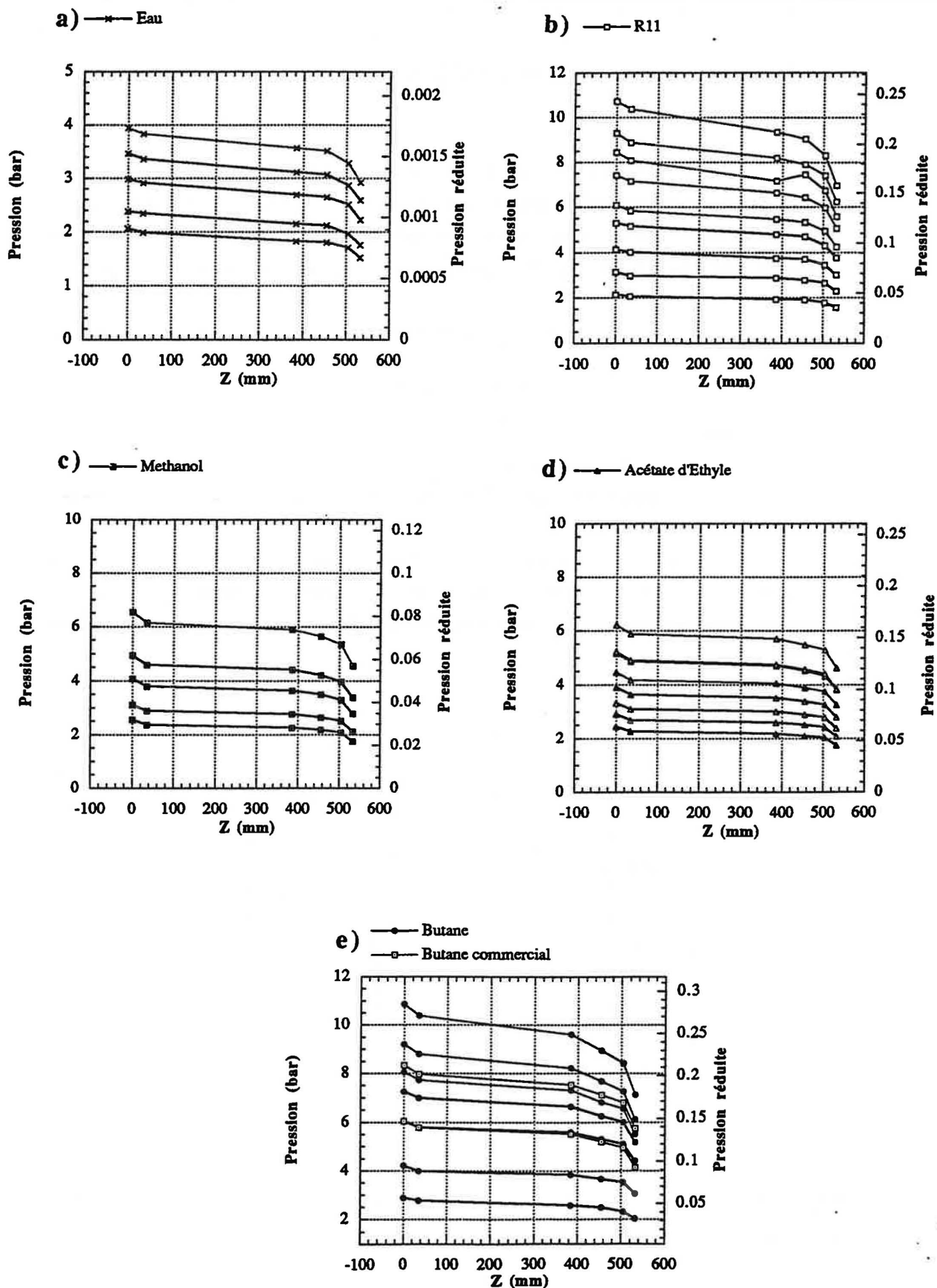


Figure D I.2.4: Profils de pression dans la conduite pour tous les fluides et pressions en amont

I.3- COMPARAISON ENTRE LE BUTANE PUR ET COMMERCIAL

Le choix du butane commercial a pour objectif de savoir si nos résultats sont extrapolables aux mélanges (cf. annexe VII). Le calcul des coordonnées réduites nécessite le calcul du volume spécifique et de la pression critiques pour le butane commercial. Nous choisissons pour cela la loi de Kay [R5], qui est la plus simple et une des plus utilisées:

$$P_{\text{crit}\text{mélange}} = \sum_i y_i P_{\text{crit}i}$$

$$v_{\text{crit}\text{mélange}} = \sum_i y_i v_{\text{crit}i}$$

où:

y = fraction massique

l'indice i désigne le $i^{\text{ème}}$ composant du mélange

Une analyse du butane commercial, nous a permis de connaître les différents composants de ce mélange et leur fraction molaire (cf. annexe VI). Nous en déduisons les conditions critiques qui nous intéressent, donnant accès aux coordonnées réduites (P_o^* , G_c^*).

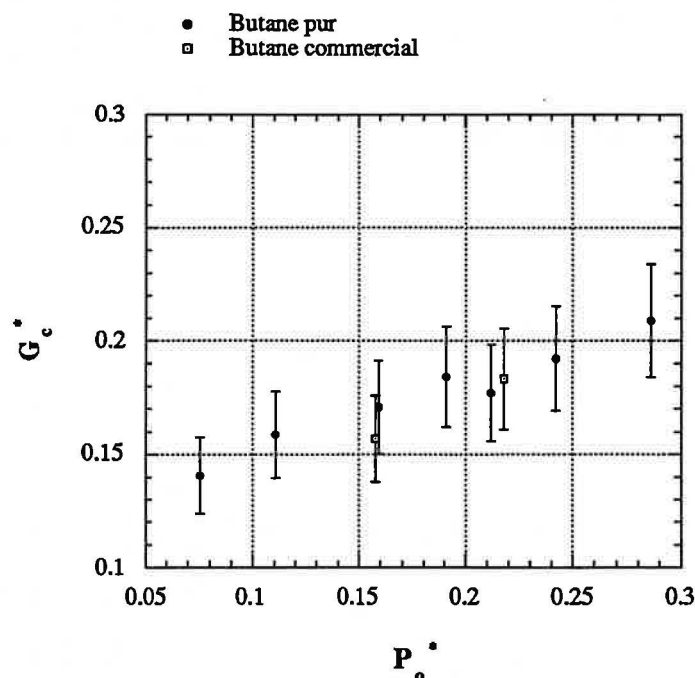


Figure D I.3.1: Flux massiques critiques réduits pour le butane pur et le butane commercial à saturation

La figure (D I.3.1) montre que les écarts sur les flux massiques critiques sont inférieurs à 8%. La figure (D I.2.4 e) permet de noter que les différences sur les profils de pression sont quant à elles inférieures à 300 mbar. Ces écarts sont compatibles avec les incertitudes respectives, ce qui nous permet de dire que le butane pur et le butane commercial donnent des résultats comparables.

Les constituants du butane commercial sont proches, aussi bien du point de vue des critères (A_j , cf annexe VII), que des coefficient acentriques de Pitzer, du caractère polaire et des conditions critiques. Cela peut expliquer la similitude entre le mélange et le butane pur.

Nous rejoignons en ce sens les conclusions du (D I.2.2 c), et nos résultats apparaissent extrapolables aux coupes pétrolières usuelles.

II- CONFRONTATION AUX MODÈLES QUI SUPPOSENT L'ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

Nous commençons par comparer nos résultats aux modèles les plus simples. Si ces derniers ne conviennent pas, ils seront complétés par la prise en compte de certains phénomènes: frottements, écart à l'équilibre thermodynamique ou encore glissement.

L'intérêt de cette démarche est double: nous espérons distinguer les phénomènes prépondérants, et recommander aux industriels le ou les modèles les plus "simples" possibles. Il est cohérent de débiter par les modèles IHE et ERM (cf. A IV.3).

II.1- LES MODÈLES IHE ET ERM

ERM est le plus simple possible, puisqu'il donne une expression algébrique du flux massique critique. IHE ne nécessite quant à lui que la résolution d'un système algébrique.

L'absence d'intégration pas à pas de l'écoulement permet d'obtenir des résultats rapides, mais interdit le calcul de l'évolution des variables dans la conduite. Cela signifie que nous ne pouvons confronter que les valeurs calculées et mesurées de G_c^* , et pas les profils de pression.

Dans ce qui suit, nous appellerons **pen**te la quantité définie par:

$$\frac{d\Omega}{dP_o^*} \quad \left(\text{où} \quad \Omega = \frac{G_{c\text{modèle}}^*}{G_c^*} \right)$$

D'un modèle à l'autre, la valeur moyenne de Ω sera différente. Pour comparer l'évolution de la pente en fonction du modèle considéré, nous utiliserons la **pente relative** donnée par:

$$\frac{\Omega_{\max} - \Omega_{\min}}{\Omega_{\text{moy}}}$$

...où les indices (max, min, moy) sont respectivement les valeurs maximales, minimales et moyennes de Ω sur la gamme expérimentale de P_o^* . La valeur de la plage de P_o^* n'apparaît pas puisque c'est une constante quel que soit le modèle considéré.

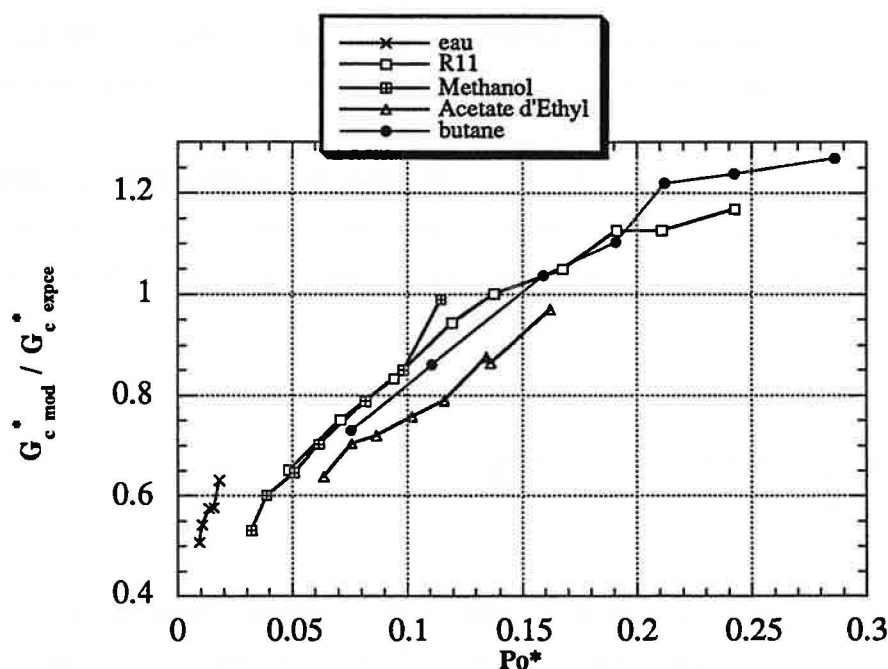


Figure D II.1.1: Estimation des flux massiques critiques par le modèle ERM

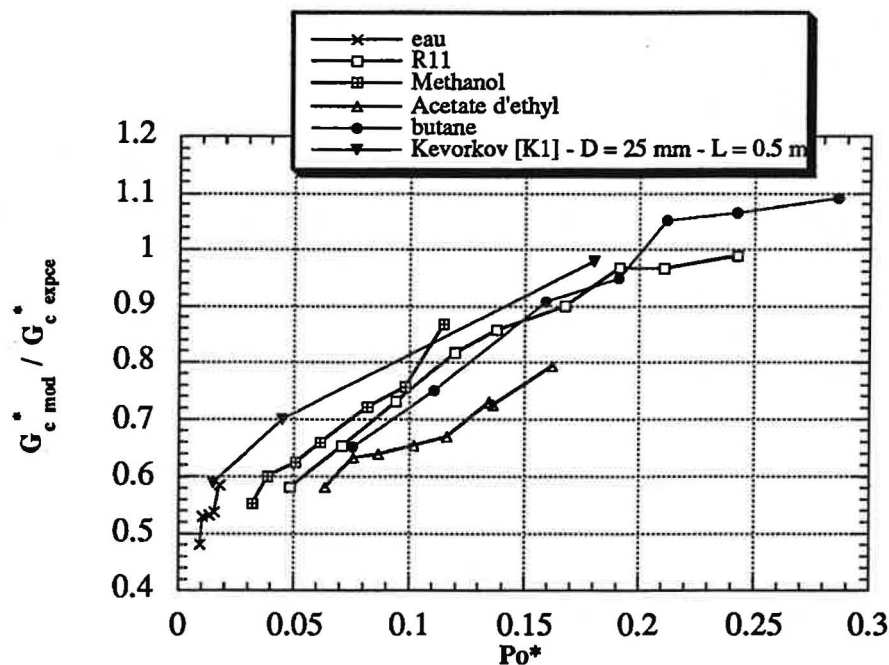


Figure D II.1.2: Estimation des flux massiques critiques par le modèle IHE

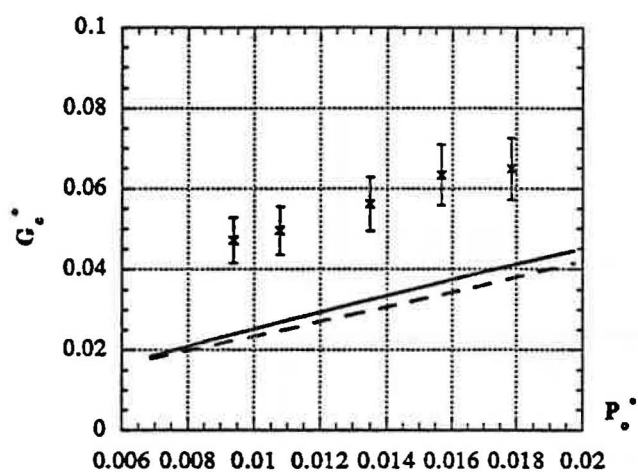
Quel que soit le fluide nous observons une "pente" assez prononcée (figures D II.1.1 1 et 2). Cette tendance est confirmée par les résultats de Kevorkov *et al* [K1] pour de l'eau à forte P_o^* , présentés avec le modèle IHE.

Cette pente est un problème puisqu'elle doit être nulle pour un modèle estimant bien les débits quelle que soit P_o^* . Pour IHE, nous estimons la pente relative à 0.8 environ.

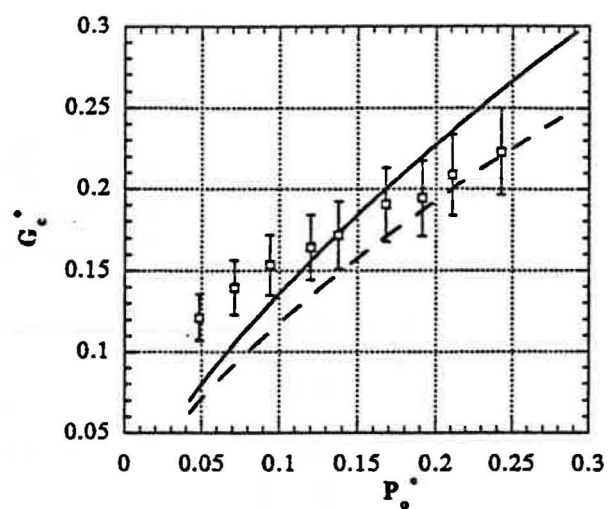
En parallèle, les figures (D II.1.3 a→e) montrent que IHE et ERM surestiment dG_c^*/dP_o^* quand P_o^* augmente. Cela explique pourquoi les modèles deviennent majorants aux fortes pressions en amont réduites, et il est vraisemblable que cette tendance s'accroît au-delà du domaine expérimental.

IHE et ERM apparaissent inadaptés à nos écoulements. C'est pourquoi nous allons affiner IHE. L'amélioration ne peut venir en effet de ERM, qui rajoute des simplifications à IHE.

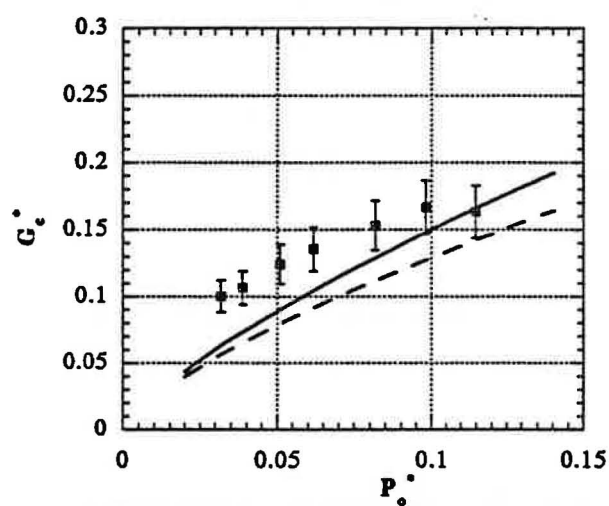
a) Eau



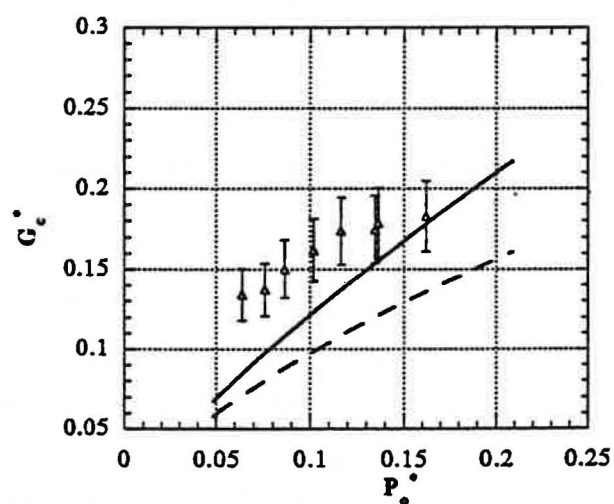
b) R11



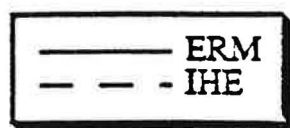
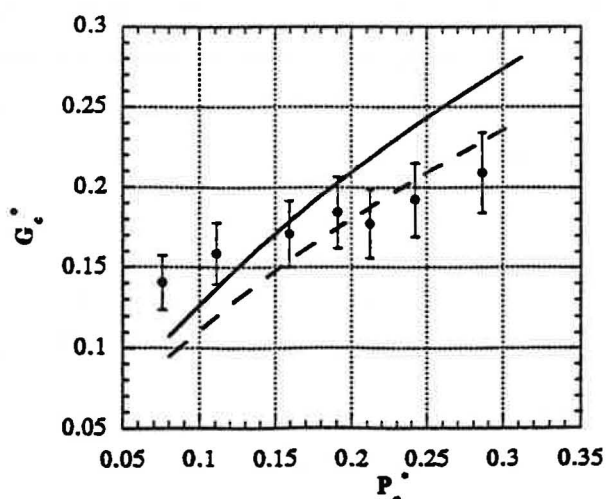
c) Methanol



d) Acétate d'Ethyle



e) Butane



Figures D II.1.3 a.e: Evolution en fonction de P_o^* des flux massiques critiques calculés et mesurés. Cas des modèles IHE et ERM.

Les modèles IHE et ERM négligent beaucoup de phénomènes. Il n'est donc pas surprenant que la mauvaise estimation de la pente puisse être liée à l'un d'entre eux.

II.2.- LE MODÈLE HEM

Les essais préliminaires (cf. C VI.2) indiquent que les frottements sont influents pour notre géométrie.

La première et la plus simple amélioration de IHE passe donc par la prise en compte des frottements. La détente est alors supposée adiabatique, ce qui est expérimentalement vérifié (cf. C V).

Le modèle HEM est donc mis en oeuvre. La corrélation retenue pour exprimer les frottements est celle de Baroczy-Chisholm (cf. C IX). Une intégration pas à pas de l'écoulement est nécessaire, ce qui permet à HEM de prévoir l'évolution des variables dans le tube. Autrement dit, nous pourrions comparer profils de pression calculés et expérimentaux.

II.2.1.- Flux massiques critiques

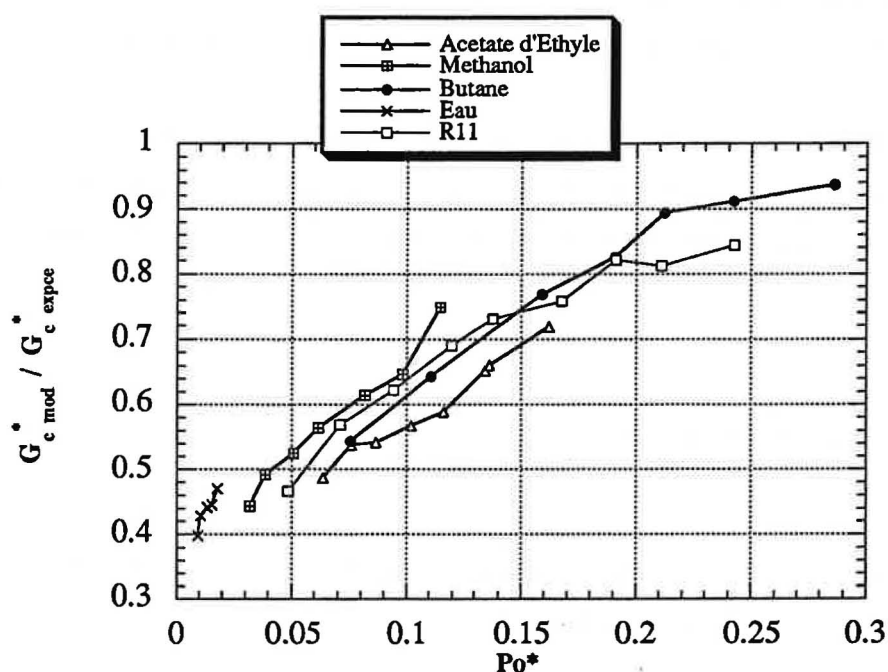


Figure D II.2.1: Estimation du flux massique critique par le modèle HEM

Comme pour le modèle IHE, nous observons une pente prononcée et commune à tous les fluides (figure D II.2.1). Nous estimons la pente relative à 0.75 environ, i.e. du même ordre de grandeur que celle relevée avec IHE.

En revanche, (dG_C^*/dP_O^*) est mieux estimée (figures D II.2.2 a→e, page suivante). Nous pouvons donc raisonnablement penser que le modèle HEM ne s'écartera pas énormément des expériences, pour des P_O^* supérieures à celles testées.

La prise en compte des frottements améliore partiellement le comportement du modèle. Elle apparaît donc nécessaire, ce qui était prévisible pour une conduite longue ($L=535$ mm), mais pas suffisante.

La pente prononcée est liée au fait que le modèle HEM est minorant, surtout aux faibles P_O^* . Toutefois, les écarts avec les essais se réduisent à moins de 25% pour $P_O^* > 0.15$ environ.

II.2.2- Profils de pression

Les figures (D II.2.3 a→e) montrent qu'aux basses pressions en amont, profils mesurés et calculés sont proches (écarts < 200 mbar). Lorsque P_O augmente, HEM surestime la pression vers la section critique, et nous pouvons relever jusqu'à 700 mbar de différence.

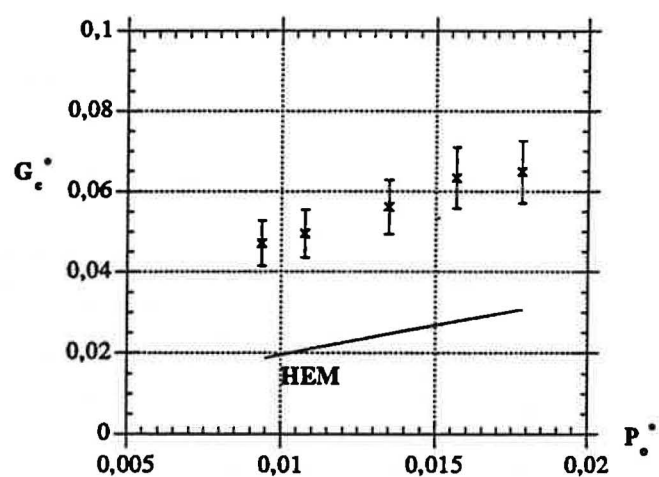
Compte-tenu de nos réserves, il est difficile de savoir si le modèle devient moins précis. Ce qui est paradoxal, c'est que les écarts augmentent dans une zone où le flux massique est mieux appréhendé. Si nous raisonnons en écarts relatifs, ces propos sont à nuancer, puisque le modèle ne s'éloigne pas plus de 10% des mesures.

II.2.3- Conclusions

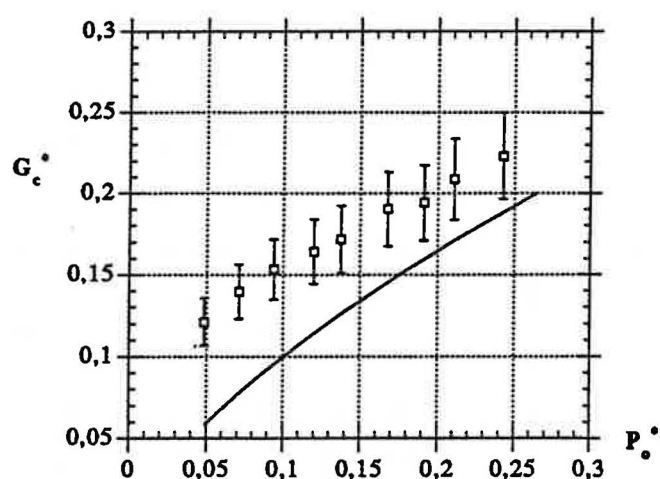
Les frottements ont amélioré l'estimation de (dG_C^*/dP_O^*) , ce qui semble indiquer que le modèle HEM devrait rester proche des essais pour des P_O^* supérieures à celles comprises dans la plage expérimentale.

Par contre, la pente demeure prononcée ce qui rend ce modèle très minorant aux faibles P_O^* . Il faut donc compléter à nouveau la modélisation.

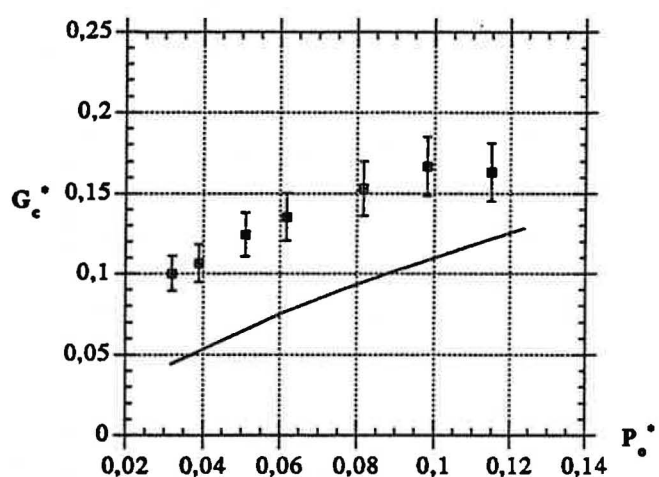
a) Eau



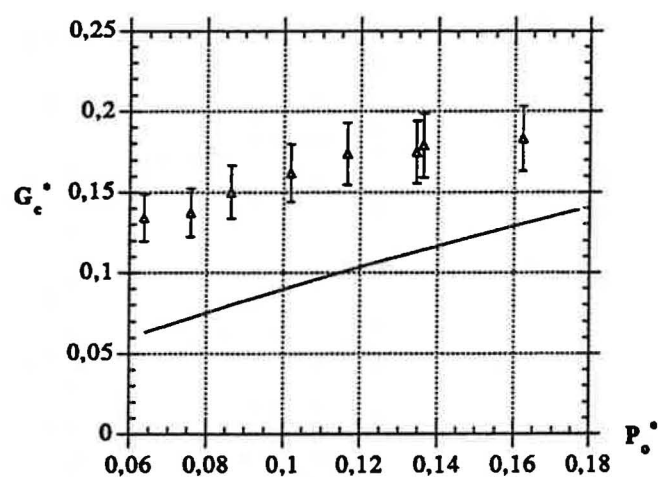
b) R11



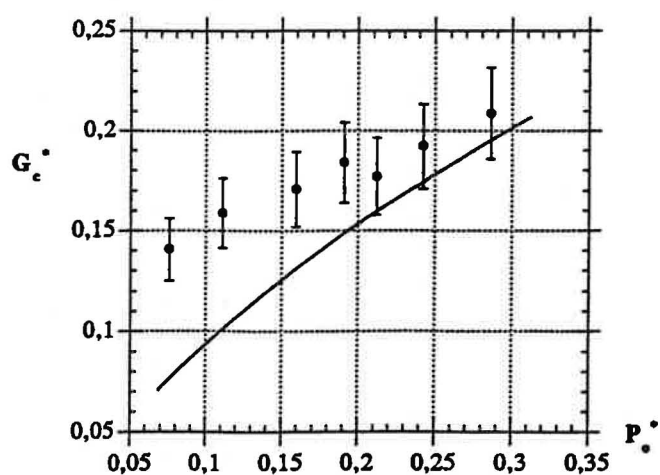
c) Methanol



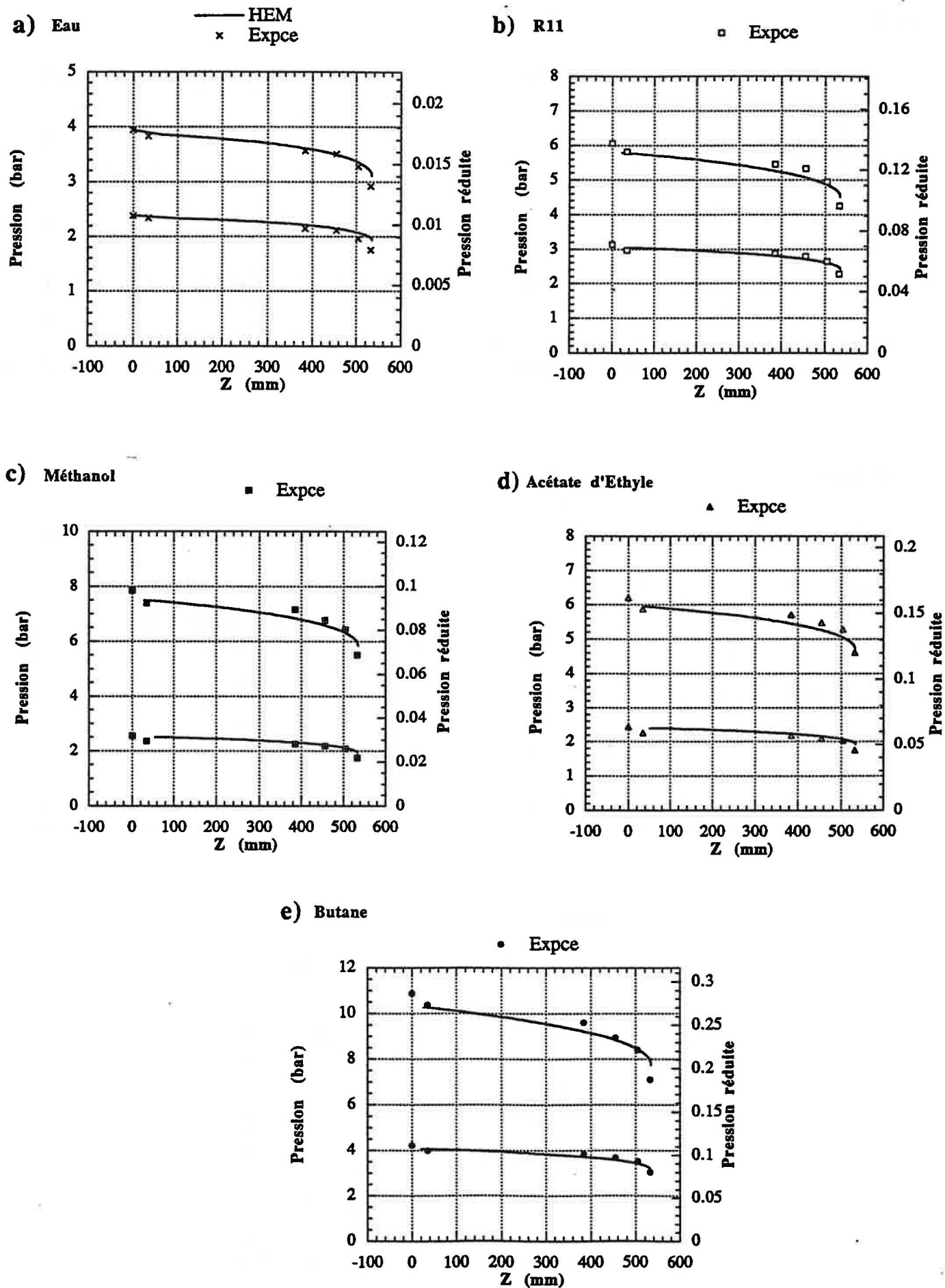
d) Acétate d'Ethyle



e) Butane



Figures D II.2.2 a.e: Evolution en fonction de P_o^* des flux massiques critiques calculés et mesurés. Cas du modèle HEM.



Figures D II.2.3 a.e: Profils de pression expérimentaux et théoriques pour plusieurs pression en amont. Cas du modèle HEM.

III- MODÈLES HOMOGENES HORS ÉQUILIBRE THERMODYNAMIQUE

Des expériences récentes [B5, F10, B3, D8] indiquent que le glissement est secondaire par rapport aux écarts à l'équilibre thermodynamique. Cela est souligné par Downar-Zapolski [D8], qui explique que même les modèles à glissement les plus complets tels que le "Drift-flux", utilisent des lois de fermetures non validées pour de forts taux de vide. Or, dans le cas d'un écoulement initialement à saturation avec une conduite longue, les taux de vide seront proches de 1 vers la sortie.

Nous faisons donc l'hypothèse que le glissement est secondaire. Les conclusions de May L. [M2] pour des cas initialement faiblement sous-refroidis, confortent ce choix en accord avec la littérature récente.

III.1- LE MODÈLE HRM

Le modèle HRM introduit un temps de relaxation θ_x pour représenter la cinétique de vaporisation. Les dénominations et paramètres utilisés dans ce paragraphe sont détaillés au (A IV.5.1). Après avoir montré la sensibilité du modèle vis-à-vis de θ_x , nous analyserons ses performances et en tirerons les conséquences.

III.1.1- Sensibilité à θ_x

La corrélation "Zapolski I" (notée θ_{ZI} , cf. A IV.5) est retenue. Pour l'utiliser, il faut choisir une valeur initiale du temps de relaxation, notée θ_{init} , afin d'amorcer le calcul pour un taux de vide initial nul. Un facteur dix mille sur θ_{init} ne modifie pas le flux massique critique calculé. Constatant l'absence de sensibilité vis-à-vis de θ_{init} , nous fixons arbitrairement:

$$\theta_{init} = 2000 \text{ secondes}$$

Ce résultat est en accord avec les conclusions de Veneau [V6].

Nous avons comparé les flux massiques critiques calculés en divisant le temps de relaxation par dix:

T_0 (°K)	P_0 (bar)	G_c (kg/(m ² s))	θ_x
408	3.11	4250	θ_{ZI}
		3270	$\theta_{ZI} / 10$

Tableau D III.1.1: Valeurs de G_c pour deux expressions du temps de relaxation. Cas de l'eau.

Nous observons un écart de 30% environ (tableau D III.1.1). Cela signifie que le modèle est très sensible au choix de la corrélation exprimant θ_x .

III.1.2- Flux massiques critiques

a) Zapolski I

Encore une fois, nous observons une pente prononcée quel que soit le fluide (figure D III.1.1). Nous estimons la pente relative à 0.65 environ. Elle est donc un peu inférieure à celle relevée pour les modèles supposant l'équilibre thermodynamique, mais demeure problématique.

La pente prononcée se traduit par un modèle globalement majorant. La précision est remarquable pour l'eau ($\pm 10\%$), et bonne pour les autres fluides ($\pm 25\%$) tant que $P_0^* < 0.15$ environ. Au-delà, HRM avec la corrélation Zapolski I peut devenir très majorant : + 40% pour le R11 et + 60% pour le butane.

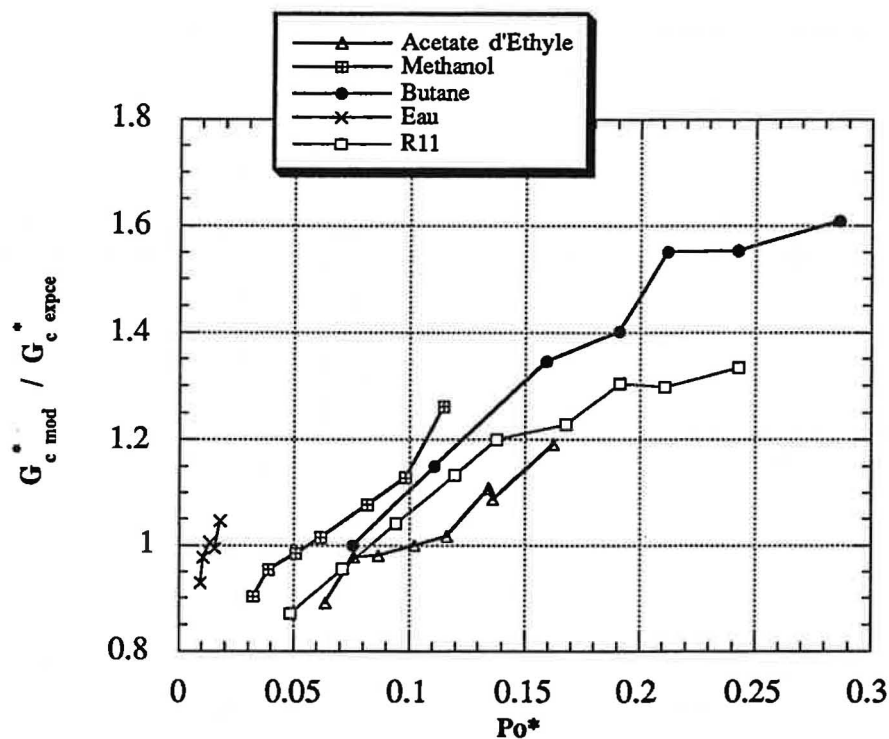


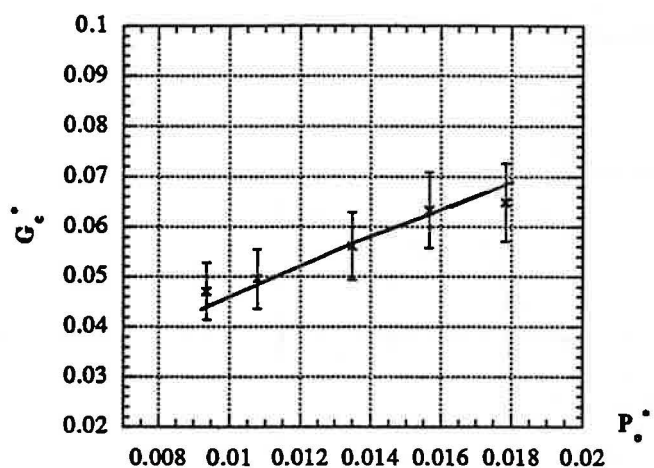
Figure D III.1.1: Estimation du flux massique critique par le modèle HRM (Zapolski I)

Comme pour le modèle IHE (cf. D II.1), HRM avec la corrélation Zapolski I surestime (dG_c^*/dP_O^*) lorsque P_O^* augmente (figure D III.1.2 a→e). Les origines de ce problème peuvent être multiples, mais la plus vraisemblable est une expression de θ_x devenant inadaptée.

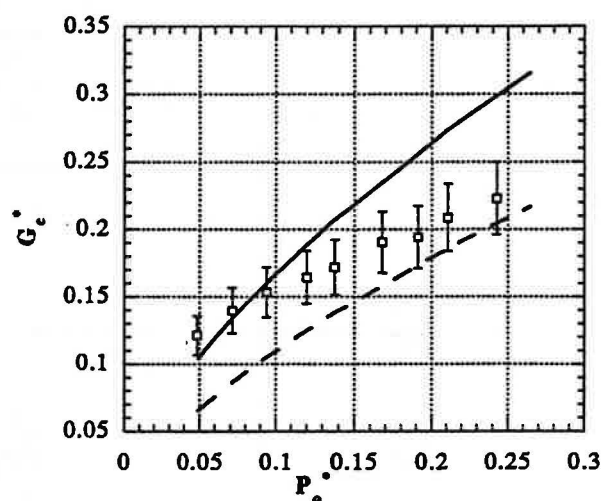
En ce sens, Downar-Zapolski lui-même [D8] préconise une autre corrélation pour l'eau au-delà de 10 bar ($P_O^* > 0.05$ environ), et nous avons constaté la sensibilité du modèle vis-à-vis de θ_x . Veneau [V6] développe également une corrélation spécifique au propane, dans une gamme de P_O^* correspondant à nos plus fortes pressions réduites.

Nous rappelons qu'une estimation de (dG_c^*/dP_O^*) perfectible est gênante, car elle peut signifier que les résultats du modèle seront très différents des essais pour des P_O^* supérieures à nos valeurs expérimentales.

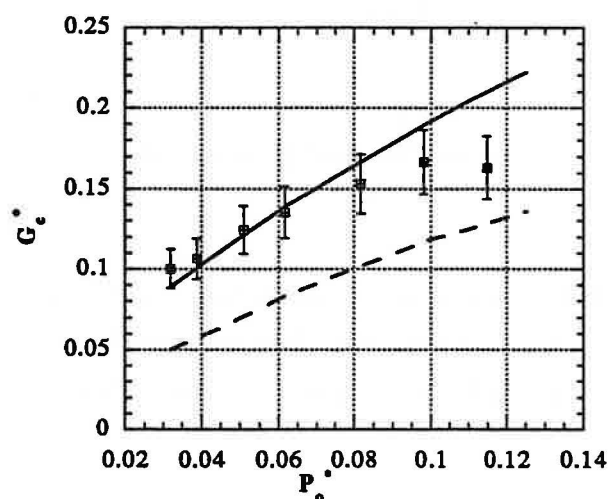
a) Eau



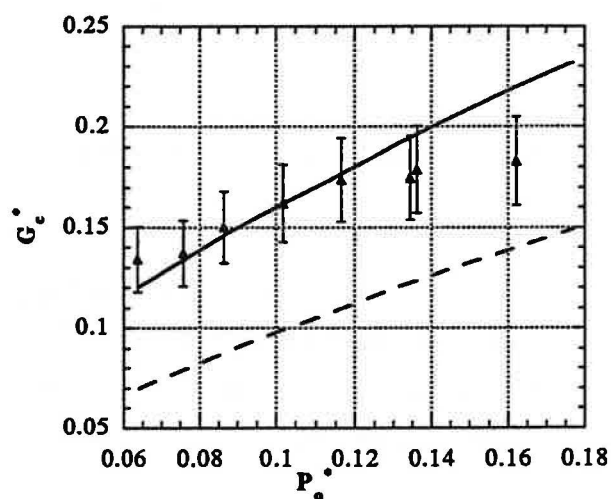
b) R11



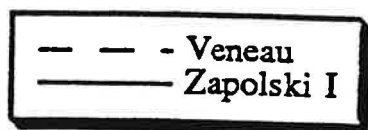
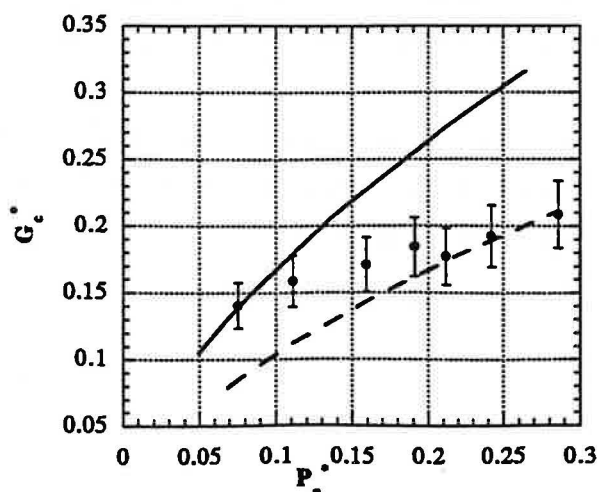
c) Methanol



d) Acétate d'Ethyle



e) Butane



Figures D III.1.2 a.e: Evolution en fonction de P_o^ des flux massiques critiques calculés et mesurés. Cas du modèle HRM (avec Zapolski I et Veneau).*

b) Veneau

Vu ce qui précède, nous avons testé les résultats obtenus avec la corrélation proposée par Veneau [V6] pour le propane. Dans ces conditions, la pente relative est de 0.67 environ, i.e. du même ordre de grandeur qu'avec la corrélation Zapolski I (cf. figure D III.1.3). Changer la corrélation exprimant θ_x n'a donc eu aucun effet à ce niveau.

La pente non négligeable se traduit par le fait que le modèle HRM avec la corrélation Veneau est très minorant aux faibles P_{O^*} . Ces écarts se réduisent à moins de 25% pour $P_{O^*} > 0.12$ environ.

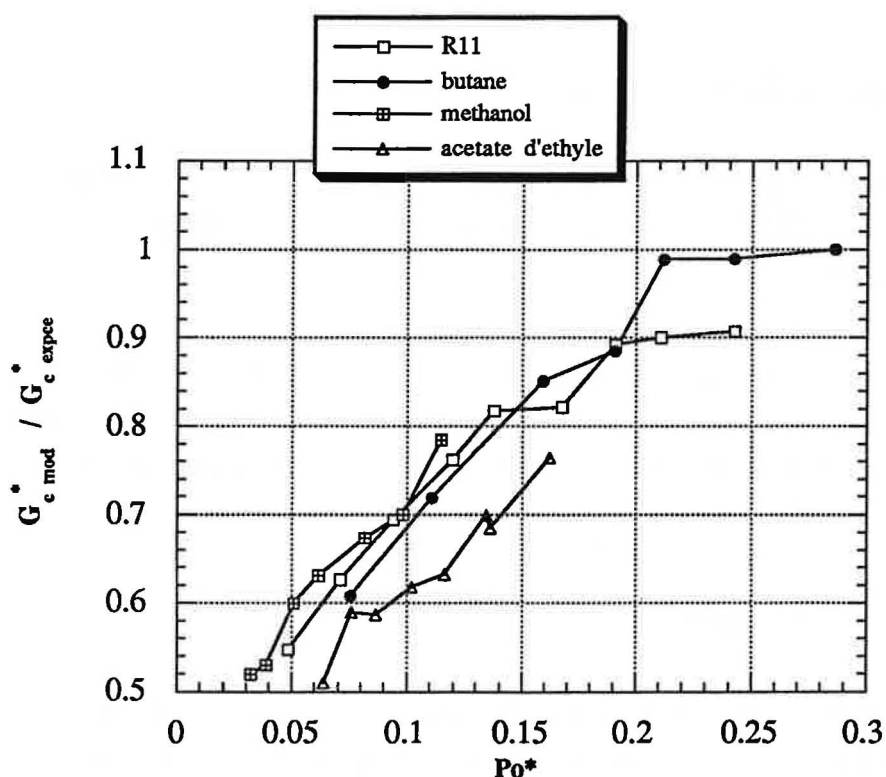


Figure D III.1.3: Estimation du flux massique critique par le modèle HRM (Veneau)

A l'inverse, (dG_c^*/dP_{O^*}) semble mieux estimée sur l'ensemble de notre plage expérimentale (figure D III.1.2 b→e). L'hypothèse selon laquelle θ_x posait problème aux fortes P_{O^*} est donc confortée.

Les résultats obtenus avec Veneau sont proches de ceux issus de Zapolski II (non présentés). Le fait que HRM sous-estime fortement le débit aux faibles P_O^* (~50%) avec ces corrélations, rejoint les observations de Banaszkiwicz M. et Kardas D. [B7]. Ces derniers ont relevé des sous-estimations de 60% pour l'eau à environ 3 bar avec Zapolski II, et ont amélioré le modèle en modifiant artificiellement le coefficient de perte de charge. Il nous semble que c'est un moyen détourné de modifier l'expression du temps de relaxation.

Remarque: Ce qui est surprenant, c'est que c'est en reprennant les résultats issus de Moby-Dick que Banaszkiwicz M. et Kardas D. observent ces écarts, alors que c'est de ces essais dont Downar-Zapolski s'est servi pour établir sa corrélation.

III.1.3- Profils de pression

Avec Zapolski I, HRM sous-estime assez nettement les pressions vers la sortie de la conduite (Fig D III.1.4 a→e, page suivante), et ceci quelle que soit P_O^* . Les écarts peuvent dépasser 1 bar, i.e. 40%.

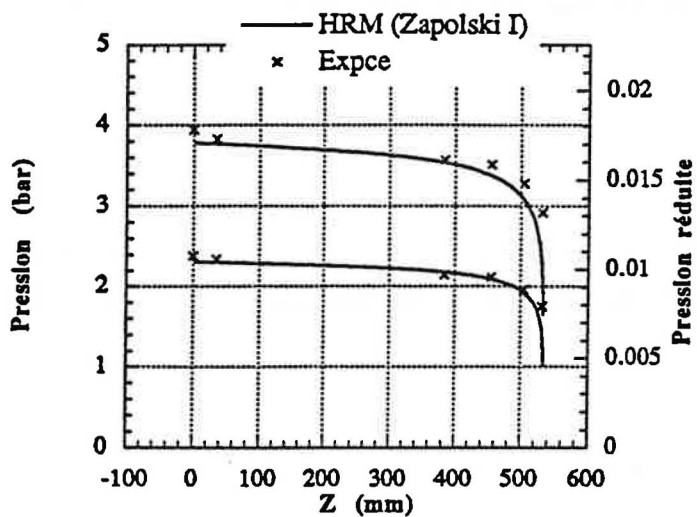
Nous ne pouvons pas dire si ces écarts sont dûs au modèle ou aux mesures. Simplement, il est possible que HRM ne soit pas aussi performant en ce qui concerne l'évaluation des profils de pression que les résultats sur G_C^* le laissent penser.

III.1.4- Conclusions

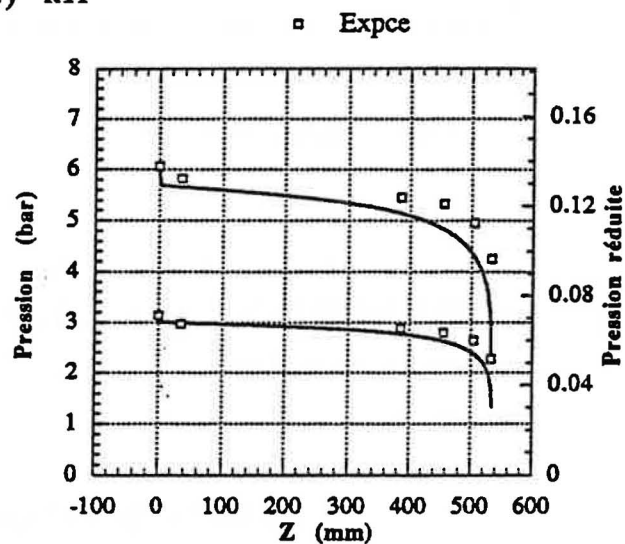
Quelle que soit la corrélation utilisée, la pente reste prononcée et du même ordre de grandeur. Les corrélations exprimants le temps de relaxation prennent en compte les mêmes mécanismes (cf. D IV). Cela peut donc signifier qu'elles sont incomplètes, ou/et qu'un phénomène autre que les écarts à l'équilibre thermodynamique doit être pris en compte. Ce dernier point revient à mettre en doute le rôle secondaire du glissement.

Les corrélations Veneau et Zapolski II permettent de mieux estimer (dG_C^*/dP_O^*) sur toute la plage de P_O^* . Toutefois, elles rendent le modèle HRM minorant.

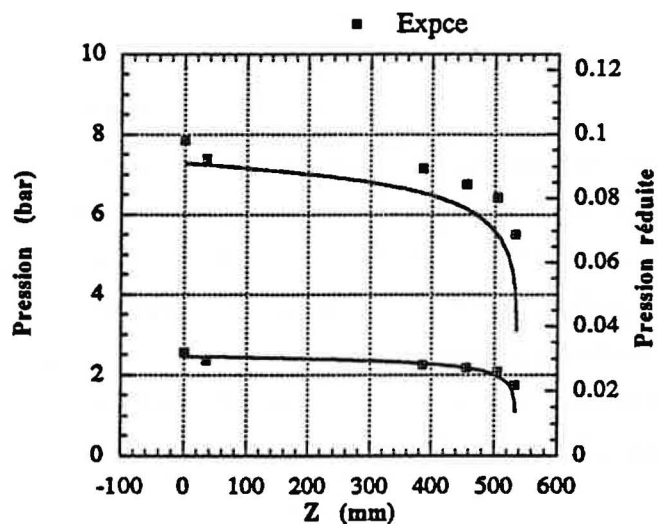
a) Eau



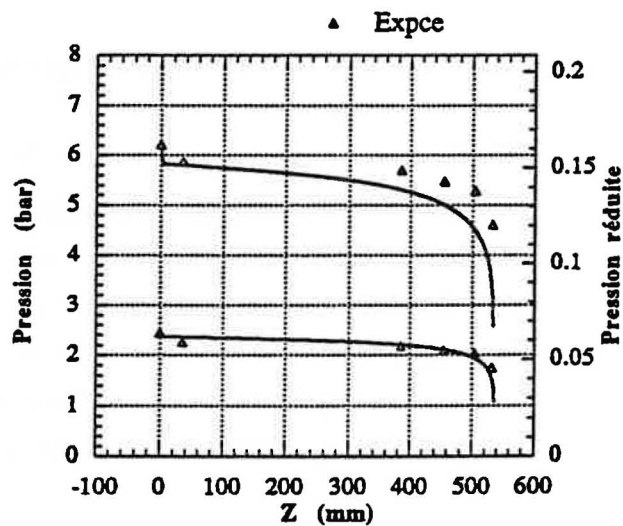
b) R11



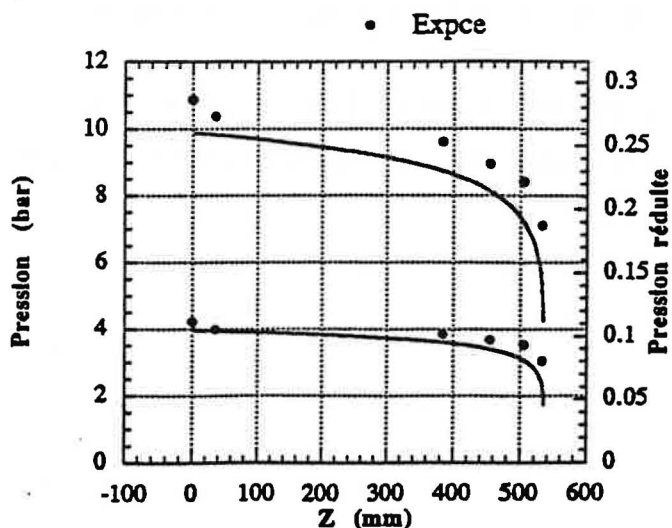
c) Méthanol



d) Acétate d'Ethyle



e) Butane



Figures D III.1.4 a.e: Profils de pression expérimentaux et théoriques pour plusieurs pression en amont. Cas du modèle HRM (corrélation Zapolski I).

III.2- LE MODÈLE DEM

DEM est décrit au (A IV.5.2). A l'instar de HRM, nous évoquerons la sensibilité de DEM à l'expression de la cinétique de vaporisation. Nous exposerons ensuite les performances du modèle.

III.2.1- Sensibilité du modèle

La sensibilité vis-à-vis des frottements a été abordée au C IX. Dans ce qui suit, nous évoquerons la sensibilité de DEM à l'expression de dy/dz et au flux de chaleur pariétal.

a) Expression de dy/dz

La cinétique de retour à l'équilibre, est exprimée à travers une corrélation qui établie la vitesse à laquelle du liquide métastable passe à la température d'équilibre. Cette corrélation fait intervenir quatre coefficients ajustables. Nous en avons testé deux qui sont (cf D IV.2.2 a) la constante liée à l'apparition et au développement de la vaporisation (notée $K_{cin}=0.01$), et l'exposant issu de la courbe de saturation de l'eau (noté $n=0.25$).

Cela nous permet de montrer que les résultats du modèle sont très sensibles à ces coefficients, même si la sensibilité aux autres coefficients est laissée en suspend.

Les flux massiques critiques calculés pour le butane et différentes valeurs de (K_{cin} , n) sont comparés dans la figure (D III.2.1). Il apparaît qu'un:

- facteur 2 sur n peut modifier G_C d'environ 20%
- facteur 10 sur K_{cin} peut modifier G d'environ 40%

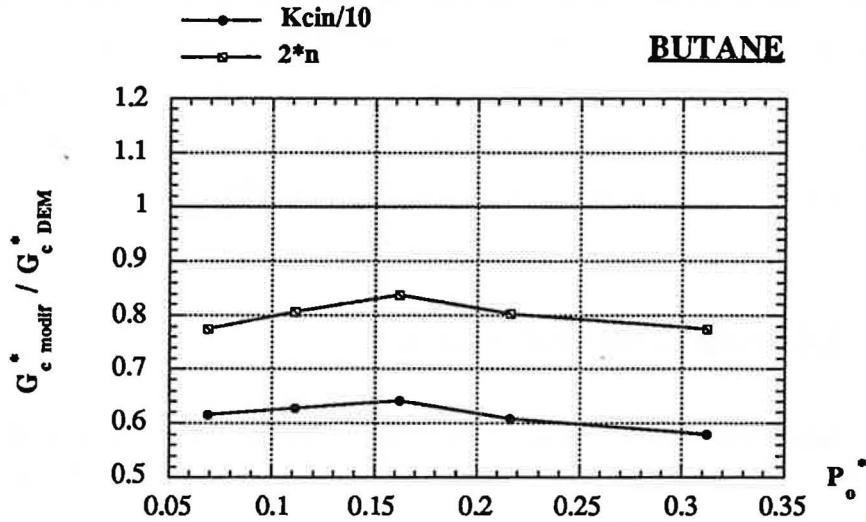


Figure D III.2.1: Flux massiques calculés par DEM, pour différentes valeurs de deux des coefficients ajustables intervenants dans dy/dz

L'expression de (dy/dz) joue donc beaucoup sur les résultats du modèle. Attou [A2] évoque également l'importance de l'exposant sur la fraction massique de liquide métastable $(1-y)$.

b) Flux de chaleur pariétal

Avec DEM, le flux de chaleur à la paroi (q_w) apparaît dans l'équation relative à l'entropie du mélange [F10]. L'expression de q_w est donnée par :

$$q_w = h_w (T_w - T)$$

Le coefficient d'échange pariétal h_w est calculé avec la relation de Dittus-Boelter, recommandée pour un tube cylindrique et un écoulement turbulent [T1] :

$$h_w = 0.023 \text{ Re}_L^{0.8} \text{ Pr}_L^{0.4}$$

Nous prenons les propriétés du liquide ce qui permet de majorer h_w . Dans notre cas, la paroi a une température inférieure à celle du liquide vidangé. Pour majorer les échanges thermiques résultants, nous supposons que cette paroi conserve une température constante égale à 290K. Dans l'expression de q_w , la température du fluide est celle du liquide métastable.

Les débits calculés par le modèle sont très proches avec ou sans transfert de chaleur à la paroi (écarts de l'ordre de 3%). L'influence modérée du flux de chaleur pariétal rejoint le constat de Féburie *et al* [F10].

Le modèle DEM, même si il semble perfectible, estime les débits et profils de pression de manière relativement précise (cf. D III.2.4). Nous pouvons donc raisonnablement penser que les conclusions précédentes sont transposables à nos essais. Autrement dit, il est vraisemblable que le flux de chaleur à la paroi ne modifie pas sensiblement l'écoulement dans la conduite. Ceci conforte donc nos observations expérimentales (cf. C V.2).

III.2.2- Flux massiques critiques

Quel que soit le fluide, nous observons de nouveau une pente prononcée (figure D III.2.2). La pente relative est estimée à 0.5 environ, ce qui est un peu inférieur à celle calculée pour le modèle HRM, mais demeure problématique.

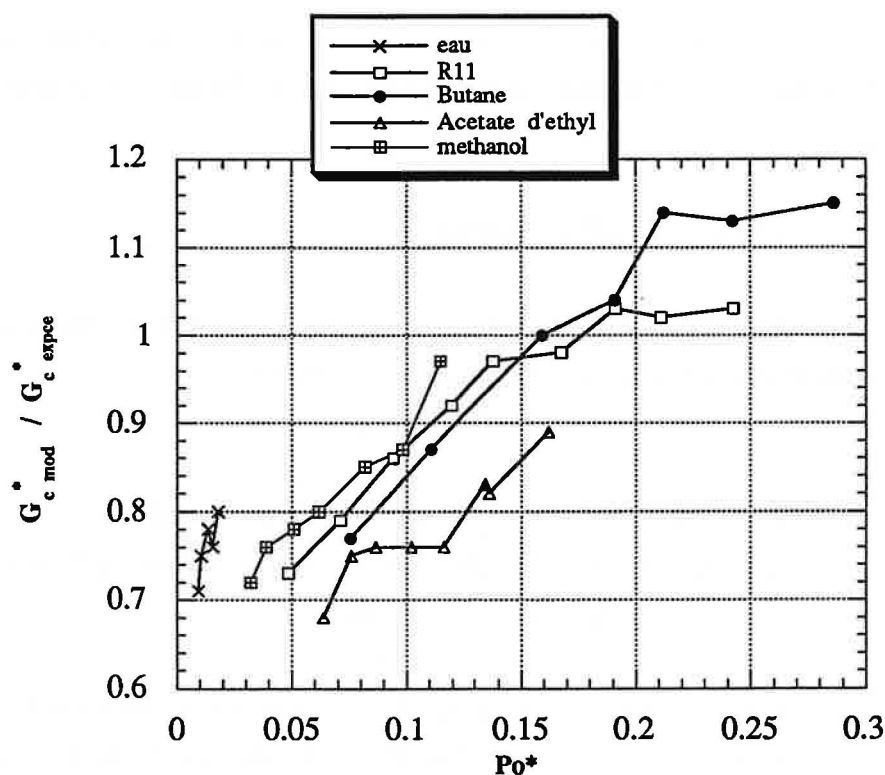


Figure D III.2.2: Estimation du flux massique critique par le modèle DEM

Cela se traduit par le fait que le modèle DEM est minorant sur une partie importante ($P_o^* < 0.18$ environ) de notre plage expérimentale en P_o^* , et que cette tendance est d'autant plus prononcée que P_o^* est faible.

Toutefois, les écarts relevés restent inférieurs à 30%, ce qui rend le modèle DEM performant de ce point de vue.

Le modèle DEM (fig. D III.2.3 a→e, page suivante) semble surestimer (dG_c^*/dP_o^*) lorsque P_o^* augmente. Il est donc possible que les débits calculés divergent grandement des valeurs expérimentales, pour des P_o^* supérieures à celles utilisées.

Vu les résultats obtenus avec HRM, une expression de la cinétique de vaporisation limitée à un certain domaine de P_o^* peut expliquer ce comportement. En ce sens, le modèle DEM est très sensible à l'expression de dy/dz (cf. D III.2.1).

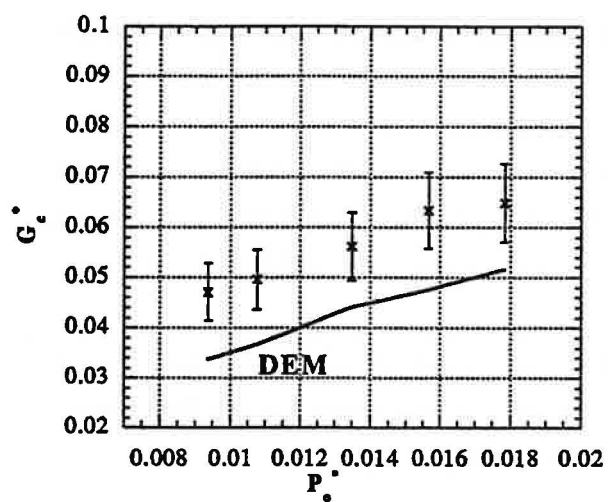
III.2.3- Profils de pression

Aux basses pressions en amont, DEM donne des profils très proches de nos mesures (Fig. D III.2.4 a->e). Toutefois, il semble que le modèle surestime la pression critique, puisque notre dernier point de mesure est encore à 2.5 mm de la sortie.

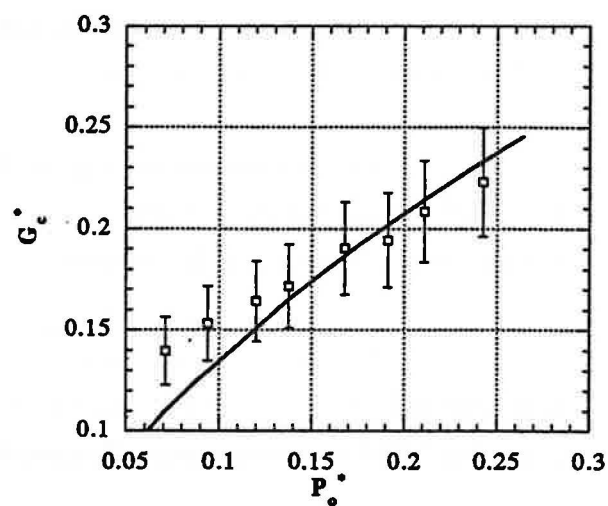
Lorsque la pression en amont augmente, le modèle a tendance à sous-estimer les pressions dans la conduite, et on peut relever des écarts de 400 mbar environ. Autrement dit, les écarts augmentent dans une plage expérimentale où les flux massiques sont les plus proches.

Il faut toutefois modérer ce constat, puisque pour l'ensemble des essais les écarts relatifs restent inférieurs à 10%, et donc compatibles avec l'incertitude qui entache nos mesures.

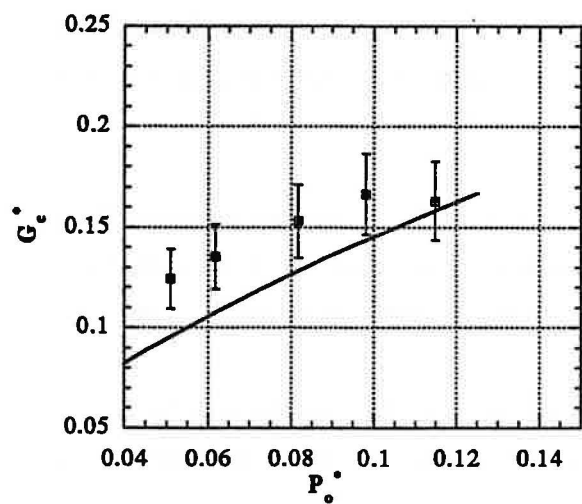
a) Eau



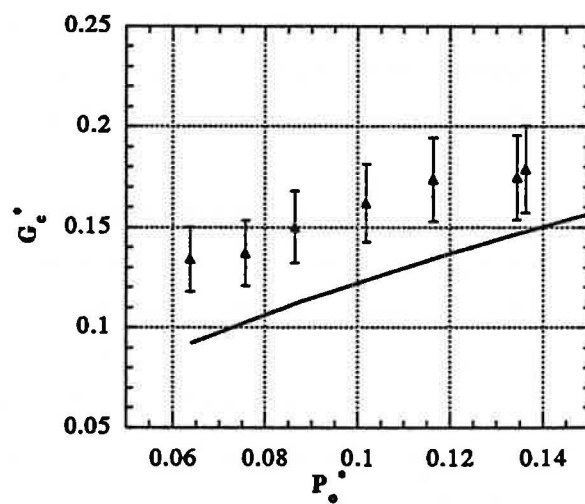
b) R11



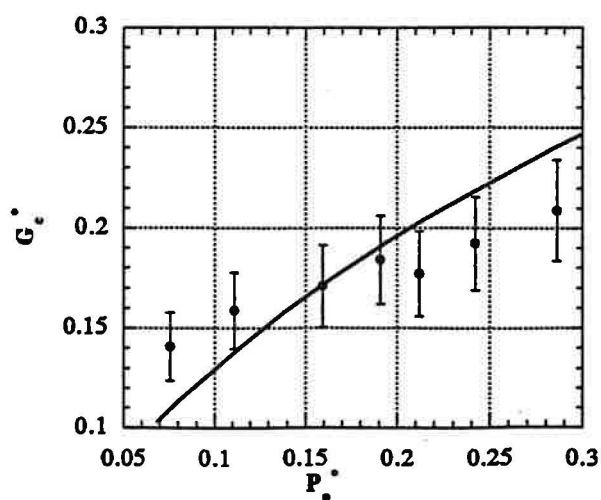
c) Methanol



d) Acétate d'Ethyle

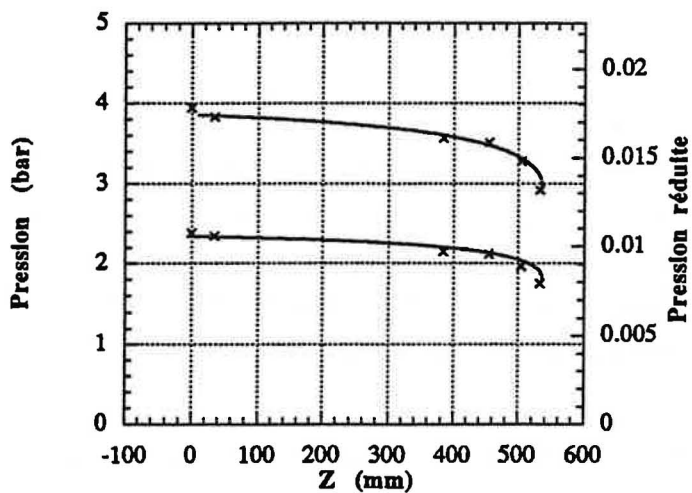


e) Butane

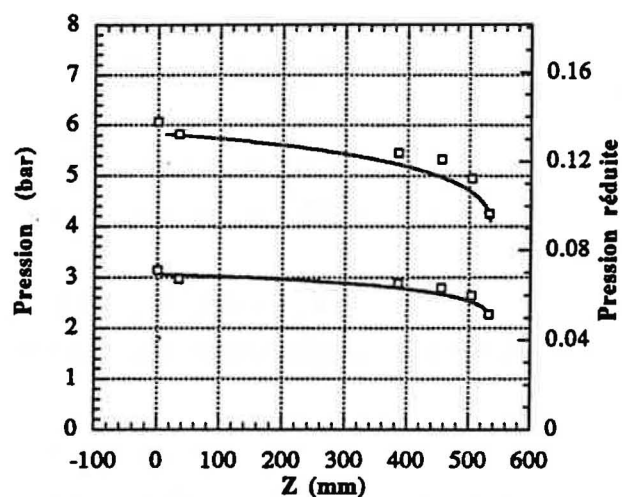


Figures D III.2.3 a.e: Evolution en fonction de P_o^ des flux massiques critiques calculés et mesurés. Cas du modèle DEM.*

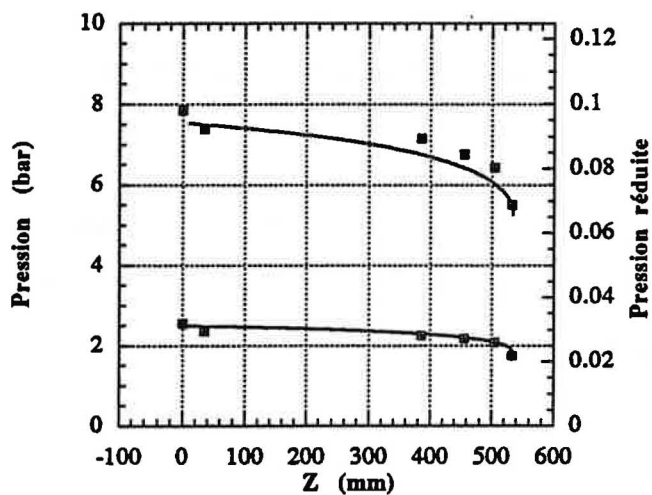
a) Eau — DEM
x Expce



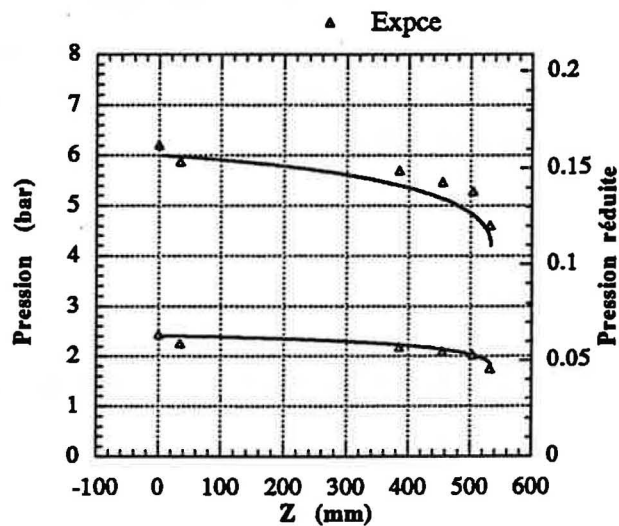
b) R11 □ Expce



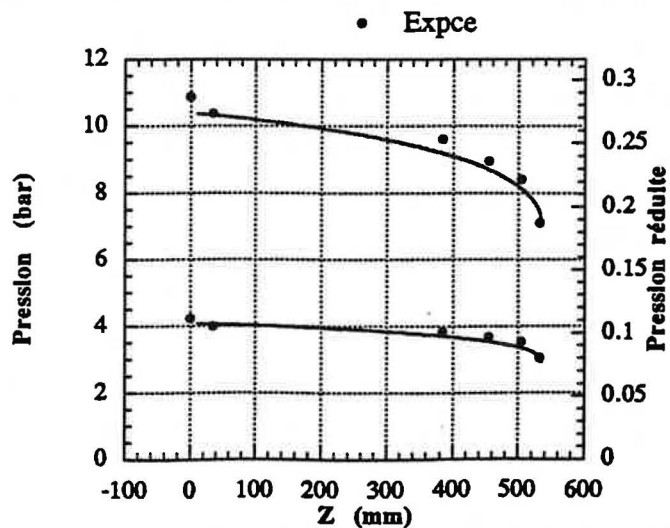
c) Méthanol ■ Expce



d) Acétate d'Ethyle ▲ Expce



e) Butane



Figures D III.2.4 a.e: Profils de pression expérimentaux et théoriques pour plusieurs pression en amont. Cas du modèle DEM.

III.2.4- Conclusions

Avec le modèle DEM, les fluides présentent une pente qui reste prononcée, même si elle semble un peu inférieure à celles observées pour les autres modèles.

En parallèle, le modèle DEM surestime (dG_c^*/dP_0^*) lorsque P_0^* augmente, ce qui rend la transposition de nos conclusions à des P_0^* supérieures critiquable.

Comme pour le modèle HRM (cf. D III.1), une cinétique de vaporisation perfectible et/ou une influence non négligeable du glissement peuvent expliquer ces observations.

Malgré ces réserves, le modèle DEM estime bien le flux massique critique ($\pm 30\%$) sur notre plage expérimentale de P_0^* . Il prédit également les pressions dans la conduite de manière assez précise ($\pm 10\%$), ce qui le rend de ce point de vu meilleur que le modèle HRM.

IV- DISCUSSION SUR LE BIAIS OBSERVÉ

Les modèles HRM et DEM ont respectivement été testés pour des soupapes de sécurité (Bolle *et al* [B5]) et des fissures (Féburie *et al* [F10]), lorsque l'écoulement est initialement sous-refroidi. Veneau [V6] a adapté HRM pour une vidange de propane initialement sous-refroidi à travers une conduite longue ($L=660$ mm, $D=12$ mm), aboutissant dans une buse. Récemment, Attou [A2] et Seynhaeve [S5] ont étendu le domaine de validité de DEM aux cas initialement proches de la saturation, et à une ligne de décharge longue présentant des singularités.

Mis à part Veneau, le fluide utilisé est resté l'eau. Mais la thèse de May L. [M2] a montré la bonne tenue de ces modèles avec le R11 et l'eau, pour des cas fortement ou faiblement sous-refroidis et une conduite longue ($L=535$ mm, $D=4$ mm).

Comme nous le voyons, les modèles DEM et HRM semblent convenir à de nombreuses situations. Nos résultats le confirment en partie, puisqu'ils estiment bien nos flux

massiques critiques à saturation ($\pm 25\%$) sur une large plage de P_O^* . Toutefois, il existe des cas où ses résultats demandent à être validés, tels que les orifices par exemple.

Pour les écoulements initialement à saturation, le modèle HEM, bien que simple, est estimé précis si la conduite est suffisamment longue ($L > 250$ mm, $D = 12.7$ mm, selon Wallis [W2] et d'après Sozzi et Sutherland [S2]). Nous retrouvons ce résultat aux fortes P_O^* expérimentales.

Le problème est que ces trois modèles présentent, à des degrés divers, un même défaut : la pente demeure prononcée (figure ci-dessous).

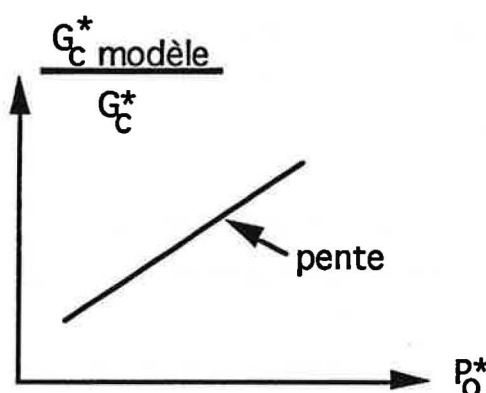


Figure D IV.1.0: Illustration du biais systématique des modèles testés

Un pas décisif serait donc franchi si nous pouvions déterminer l'origine de ce biais, et modéliser le phénomène correspondant.

Il existe au moins trois origines possibles à ce biais: le glissement, une cinétique de vaporisation perfectible ou encore une mauvaise modélisation de l'entrée de la conduite.

Dans le convergent de la conduite, une perte locale de pression due à la contraction va abaisser G_c^* . Cette perte de charge singulière augmente avec P_O^* , ce qui la rend plus significative aux fortes P_O^* . C'est donc une explication possible du biais observé.

Le glissement est un phénomène proportionnel à la distance vis-à-vis du point critique. Nous avons testé le modèle de Moody (cf A IV.4.1), et voyons qu'il surestime fortement les G_c^* expérimentaux (+ 80% pour l'eau). La prise en compte du glissement joue donc beaucoup sur les valeurs théoriques du débit critique.

Même si la corrélation de Moody est critiquable, le glissement peut qualitativement expliquer les écarts observés avec les modèles HEM, HRM et DEM.

La cinétique de vaporisation est à rapprocher des transferts thermiques entre phases, et de ce fait aux critères (A3, A4, cf. annexe VII). L'évolution de ces critères (figure D I.2.3) montre que le coefficient d'échange thermique augmente avec P_O^* . Autrement dit, la cinétique de vaporisation va augmenter avec P_O^* , ce qui va faire tendre l'écoulement vers l'équilibre thermodynamique.

Une mauvaise prise en compte de cette évolution peut donc expliquer la pente observée.

A ce stade, nous faisons un choix arbitraire en supposant que ce n'est pas le glissement qui explique l'essentiel du problème. Nous nous focalisons donc sur le problème de l'entrée et la cinétique de vaporisation. Cette dernière se subdivise en deux : nucléation et croissance de la phase vapeur.

Pour vérifier si, à travers leur prise en compte nous pouvons trouver la solution au problème de la pente, nous allons suivre la démarche suivante:

- 1) voir si négliger la perte de charge singulière à l'entrée est raisonnable, et si quantitativement elle peut expliquer ce biais
- 2) critiquer la structure même de DEM et HRM, ce qui nous permettra de faire une proposition
- 3) discuter les corrélations proposées par ces modèles, sans oublier la notre

IV.1- DISCUSSION À PROPOS DE L'ENTRÉE DE LA CONDUITE

La forme de l'entrée de notre conduite est "arrondie" (cf annexe III), i.e. la veine est "moulée" (orifice parfaitement évasé). En d'autres mots, un convergent a été usiné dans le but de pouvoir négliger la perte locale de pression due à la contraction.

La rugosité de la conduite a été calculée en admettant que cet objectif était atteint (C VIII). Or, cette rugosité permet d'estimer très précisément les débits monophasiques en liquide pour des pressions et températures différentes (figure C VIII.3). Cela tend à montrer que notre calcul est correct, et qu'il est justifié de négliger la perte locale de pression due à la contraction.

Cette observation est confirmée par les écoulements initialement sous-refroidis. La figure D IV.1.1 ci-dessous présente les débits expérimentaux et théoriques avec le R11:

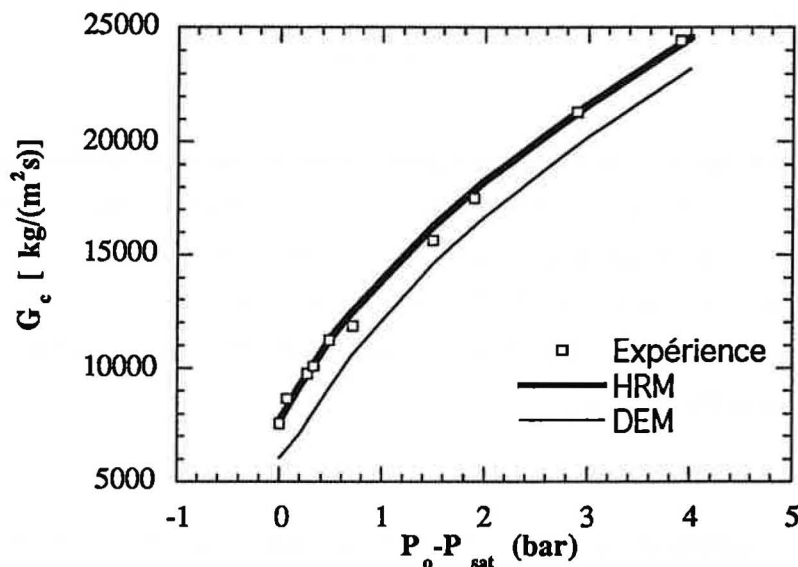


Figure D IV.1.1: Comparaison des flux massiques critiques expérimentaux et théoriques pour des cas initialement sous-refroidis. Utilisation des modèles DEM et HRM, avec le R11.

Nous remarquons que les courbes théoriques et expérimentale sont parallèles. Or, augmenter l'écart à la saturation ($P_o - P_{sat}$) revient à augmenter P_o , i.e. l'importance relative de la perte locale de pression due à la contraction. Si cette chute de pression était expérimentalement significative, nous devrions constater des pentes différentes puisque nos modèles n'en tiennent pas compte.

Ce n'est pas le cas, et cela peut se relier au fait qu'un modèle précis à saturation demeure précis pour les cas sous-refroidis. Encore une fois, il semble que l'on puisse négliger la perte locale de pression due à la contraction.

Dans le même ordre d'idée, nous nous reportons aux figures D III.2.2 et D III.1.1 relatives au comportement de DEM et HRM. Nous constatons que les points aux fortes P_o^* ($P_o^* > 0.2$) semblent présenter un biais moins prononcé. Vu notre plage expérimentale en P_o^* , il est difficile de dire si cela est significatif. Malgré tout, il est possible que le biais soit un problème pour les faibles P_o^* alors qu'une mauvaise modélisation de l'entrée aurait un effet croissant avec P_o^* . Cette remarque, à prendre avec prudence, vient renforcer l'idée selon laquelle notre veine "moulée", i.e. notre entrée "arrondie", permet de négliger les effets de la contraction.

Après avoir indiqué les éléments nous permettant de ne pas tenir compte de la contraction, nous voulons savoir si cette dernière peut quantitativement expliquer le biais. Pour cela, nous avons modifié les conditions à l'entrée avec DEM (cf. annexe III). Entre l'amont et l'entrée, le fluide est toujours supposé métastable ($x_{\text{entrée}}=0$) mais sa pression est diminuée par l'intermédiaire d'un coefficient de perte de charge singulière ξ :

$$P_{\text{entrée}} = P_0 - (1 + \xi) \frac{u_{\text{entrée}}^2}{2 v_{Lo}}$$

Nous avons pris la valeur de x pour un rétrécissement brusque, i.e. 0.6 environ. Les résultats du modèle sont très proches avec ou sans ξ (écarts < 2%). Ce résultat n'est pas très étonnant car nos flux massiques critiques sont faibles (< 11000 kg/m²/s). Nous rejoignons le constat de Féburie *et al.* [F10] selon lequel ξ joue peu sur le résultat du modèle. De ce fait, il est raisonnable de penser que la chute locale de pression due à l'accélération ne peut pas expliquer le biais observé.

Nous voyons que les effets d'une contraction sont peu probables, et ne peuvent pas corriger le biais. Cependant, nous voulons savoir si ce biais est inhérent ou non à notre installation expérimentale. La figure D IV.1.2 ci-dessous, qui reprend partiellement la figure D I.2.1, compare nos flux massiques réduits expérimentaux à ceux de la littérature. Les fluides présentés sont l'eau et le R11, ce qui permet de couvrir l'ensemble de notre plage expérimentale en P_0^* .

Pour des longueurs proches des nôtres, les points issus de Kevorkov *et al.* [K1] et Sozzi et Sutherland [S2] s'inscrivent bien dans la courbe unique représentant nos points expérimentaux avec les différents fluides (figure D I.2.1). De ce fait, les débits obtenus par ces auteurs présenteront le même biais, comme l'illustre la figure D II.1.2 pour le modèle IHE avec les résultats de Kevorkov *et al.*

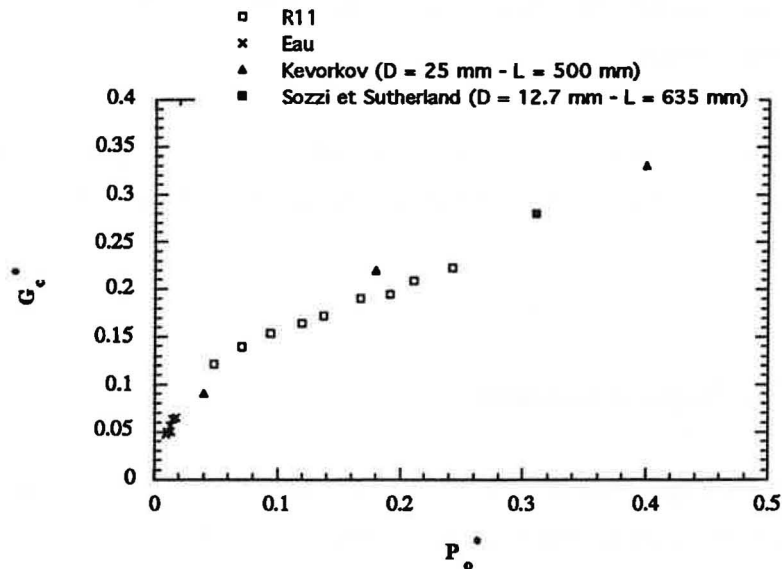


Figure D IV.1.2: Flux massiques critiques réduits expérimentaux comparés à ceux de Kevorkov et al. [K1] ainsi que Sozzi et Sutherland [S2], pour des longueurs absolues de conduite proches des nôtres.

En conclusion, nous avons usiné un convergent à l'entrée de la conduite qui rend la veine "moulée". Cela permet de négliger les effets de la contraction à l'entrée, ce qui semble confirmé par les essais en monophasique liquide et les essais avec un fluide initialement sous-refroidi. En outre, la perte locale de pression due à la contraction ne peut pas quantitativement expliquer le biais. Enfin, des résultats issus de la littérature pour des géométries proches des nôtres montrent que ce biais n'est pas spécifique à notre installation.

Il semble donc que le biais n'a pas pour origine une mauvaise mise en oeuvre des modèles, dans le sens où la perte locale de pression due à la contraction serait mal prise en compte. Il nous faut donc étendre la discussion aux corrélations exprimant la cinétique de vaporisation.

IV.2- DISCUSSION À PARTIR DE LA STRUCTURE DE DEM ET HRM

Le modèle DEM évoque un transfert de matière entre du liquide métastable et à saturation. C'est une manière commode de représenter les phénomènes, mais en réalité ce sont les transferts thermiques entre les phases qui permettent la croissance de la phase vapeur.

Le modèle HRM suppose la vitesse de retour à l'équilibre proportionnelle à l'écart à l'équilibre. C'est une loi phénoménologique non criticable en tant que telle. Bilicki

[B3] y injecte une expression du temps de relaxation à base physique, en écrivant un bilan d'énergie sur la phase vapeur.

Etablir une corrélation issue d'un bilan d'énergie sur la phase vapeur, dans lequel intervient le flux de chaleur à l'interface, nous semble donc une possibilité intéressante d'amélioration.

IV.2.1- Notre proposition

L'idée est qu'il faut exprimer l'importance et l'effet du transfert de chaleur vers la phase vapeur. Il nous semble que la manière la plus simple et la plus légitime de le faire, est d'écrire le bilan d'énergie pour la phase vapeur. Nous proposons donc que ce bilan soit la quatrième équation du modèle.

Nous partons d'un volume matériel $V(t)$ délimité par une surface $\Sigma(t)$. $V(t)$ englobe la phase vapeur et $\Sigma(t)$ se situe dans la phase liquide (figure D IV.1.1)

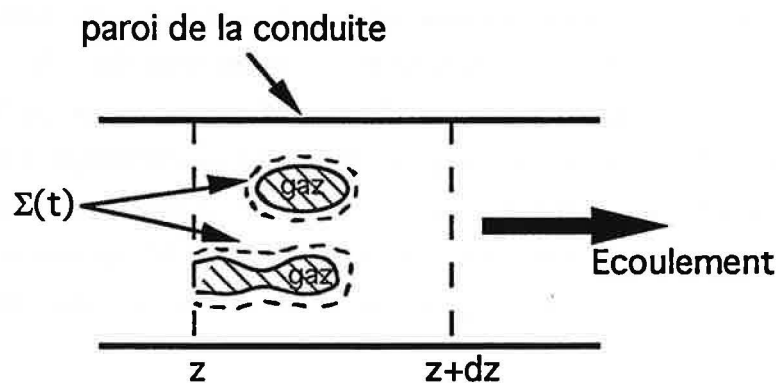


Figure D IV.2.1: Volume de contrôle considéré

Il vient, en combinant les autres bilans (matière et quantité de mouvement):

$$h_{LG} \frac{dx}{dz} + x \frac{d}{dz} \left(h_G + \frac{u^2}{2} \right) = \frac{\phi}{G} \quad (1)$$

...où ϕ représente le flux de chaleur qui est extrait de la phase liquide (par unité de volume). Ce bilan montre que ce flux sert à vaporiser du fluide (1^{er} terme) mais aussi à changer l'enthalpie totale de la phase vapeur (2^{ème} terme).

La relation (1) nous donne une expression de dx/dz . De la même manière qu'a été établi le système pour HRM et DEM, nous partons du modèle HEM auquel nous ajoutons (1). Nous gardons les mêmes variables qu'avec le modèle HRM (T_G , T_L , u , x).

Dans le système matriciel présenté pour HRM (cf. annexe III), les modifications portent sur les coefficients suivants:

$$\begin{cases} B_{21} = 0 ; & B_{22} = x \frac{dh_G}{dT_G} ; & B_{23} = h_{LG} ; & B_{24} = x u \\ C_2 = \varphi \end{cases}$$

En amont de la conduite, le fluide est supposé métastable pendant sa mise en vitesse, comme pour HRM et DEM (cf. annexe III).

IV.2.2- Liens entre notre bilan énergétique et le modèle HRM

Il est relativement facile de faire un parallèle entre cette la relation (1) du (D IV.2.1) et l'équation de relaxation du modèle HRM.

La première constatation est que le terme de variation de l'enthalpie totale est négligé dans l'approche HRM. En effet, Bilicki [B3] écrit comme bilan énergétique:

$$H (T_L - T_G) = \rho_G h_{LG} \frac{dr}{dt} \quad (\text{où } r = \text{rayon d'une bulle})$$

La deuxième constatation est que notre bilan propose un couplage "hybride": l'écart à l'équilibre est exprimé en température, alors que la vitesse de retour à l'équilibre (dx/dz) fait intervenir le titre. Au contraire, le modèle HRM choisit une formulation homogène:

$$\frac{dx}{dz} = - \frac{x - x_E}{u \theta_x} \quad \text{ou} \quad \frac{dT_L}{dz} = - \frac{T_L - T_G}{u \theta_T}$$

Malgré cela, il nous semble que notre corrélation exprime bien une réalité physique: le "moteur" est une différence de température dont "l'effet" est une variation du titre.

Vu ce qui précède, nous voulons évaluer l'importance de la variation d'enthalpie totale de la phase vapeur. Pour cela, nous ajoutons ce terme à l'équation de relaxation issue de HRM :

$$\frac{dx}{dz} + \frac{x}{h_{LG}} \frac{d}{dz} \left(h_G + \frac{u^2}{2} \right) = - \frac{x - x_{eq}}{u \theta_x}$$

Il s'avère que cette modification ne change pas les résultats du modèle : nous relevons moins de 1% d'écarts sur les flux massiques critiques calculés. La variation d'enthalpie totale de la phase vapeur peut donc être négligée, et le bilan sur lequel Bilicki [B3] se base est de ce fait tout à fait correct.

IV.3- DISCUSSION SUR LES CORRÉLATIONS

IV.3.1- Aspect nucléation

Berne [B1] dit que les bulles apparaissent dans une même section de la conduite. C'est une hypothèse classique pour la nucléation. Dans un cas initialement à saturation, cela signifie que la nucléation va avoir lieu au tout début du tube. Autrement dit, la croissance de la phase vapeur concernera la quasi-totalité de la conduite.

C'est pourquoi nous avons dans un premier temps négligé la nucléation, et développé un modèle à partir de la croissance de la phase vapeur (cf. D IV.2.1). Cependant, nous voulons tester cette hypothèse.

Si la nucléation a peu d'importance, la valeur du taux de vide initial aura peu d'influence sur le résultat du modèle. Bien entendu, cela suppose que ce taux de vide initial reste assez faible (< 0.01), i.e. que les conditions initiales ne s'éloignent pas trop de la saturation.

En reprennant Berne, nous supposons que la nucléation a lieu au tout début du convergent pour un cas initialement à saturation. Nous fixons donc une valeur non nulle du taux de vide à l'entrée du convergent ($z=0$), qui représente la fraction de gaz générée par la nucléation aux parois.

Nous prenons le cas du R11 à 4 bar. La constante k (cf. D IV.3.2 c) est calée de manière à ce que notre modèle donne un débit proche de l'expérience pour $\alpha_e=0.001$ (valeur arbitraire).

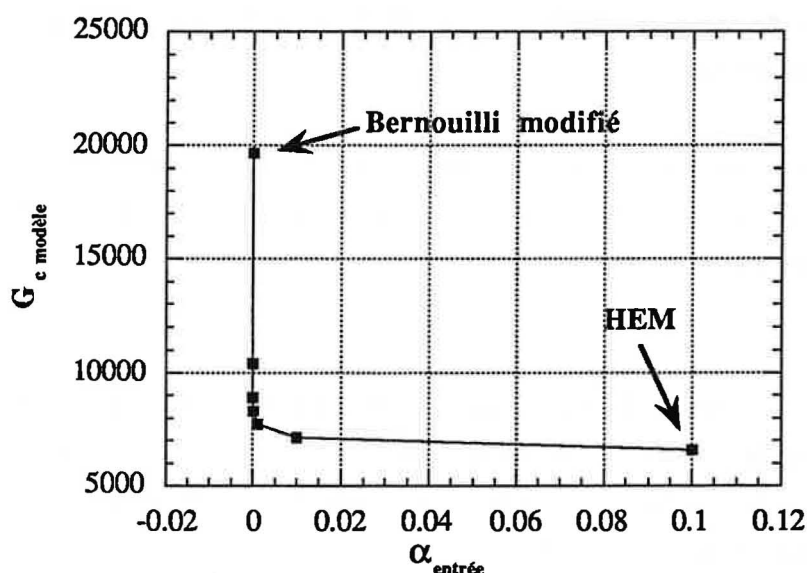


Figure D IV.3.1: Sensibilité de notre modèle au taux de vide à l'entrée du convergent de la conduite, issu de la nucléation.

Nous constatons (figure D IV.3.1) que α_e fait passer de façon continue d'un écoulement qui reste liquide (lorsque $\alpha_e=0$) à un écoulement qui obéit à HEM ($\alpha_e > 0.01$ environ). Ce paramètre a une influence importante sur le résultat du modèle (figure D IV.3.2).

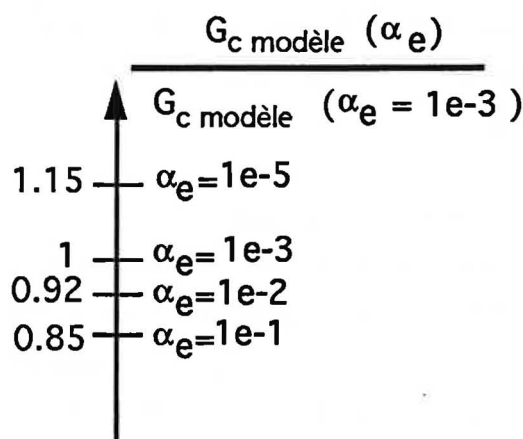


Figure D IV.3.2: Ecart sur G_c avec notre modèle pour différentes valeurs du taux de vide à l'entrée du convergent de la conduite.

Cela signifie que l'influence de la nucléation n'est pas effacée par la croissance ultérieure de la phase vapeur, comme nous l'avions supposé initialement.

Dans le cas initialement à saturation, le titre en amont (x_0) a une grosse influence sur le débit critique. Nous considérons qu'en amont du convergent, nous avons du liquide métastable. A l'entrée du convergent, la nucléation se traduit par l'apparition d'une phase vapeur ($\alpha_e \neq 0$). Il nous semble donc que α_e est à rapprocher de x_0 , ce qui rend son influence moins surprenante.

Même pour un cas initialement à saturation, la corrélation devra tenir compte de la qualité géométrique de la conduite, de sa propension à favoriser la nucléation (par exemple la rugosité ϵ).

Le modèle DEM utilise une corrélation où apparait la fraction massique de liquide métastable (cf. D IV.3.2 a). Cela permet au modèle de prévoir de la vaporisation lorsque ($\alpha_e = 0$), contrairement à notre modèle. Toutefois, il nous semble que l'aire d'interface est plutôt une fonction du taux de vide.

La nucléation est quant à elle prise en compte par une constante k_4 proportionnelle à P_w/A . Cette expression est simple, mais ϵ n'intervient pas bien qu'elle nous semble être essentielle pour décrire l'état de surface du tube. Féburie *et al* [F10] évoquent ce problème, et il semble qu'un manque d'expériences significatives explique cette non prise en compte de ϵ .

Le modèle HRM fait intervenir le taux de vide (cf. D IV.3.2 b), mais ne prend pas explicitement en compte la nucléation. La vaporisation est amorcée par une valeur initiale finie du temps de relaxation.

Pour bien modéliser la nucléation, il faut connaître des quantités microscopiques telles que la géométrie des micro-cavités aux parois du tube (Yan [Y1]). Ces informations sont a priori inaccessibles pour une ligne de décharge. C'est pourquoi une approche du type DEM nous paraît être la plus raisonnable. Trouver une corrélation exprimant la nucléation avec des paramètres simples, mais faisant intervenir la rugosité, pourrait être une piste intéressante pour les études futures.

IV.3.2- Aspect croissance de la phase vapeur

a) Le modèle DEM

L'expression de la cinétique de vaporisation résulte d'une approche pragmatique. Chaque terme correspond à un mécanisme recensé par les différents auteurs. La corrélation la plus aboutie est proposée et détaillée par Attou [A2]:

$$\frac{dy}{dz} = \underbrace{0.01 \frac{P_w}{A}}_{k_4} \underbrace{(1-y)^2}_{k_3} \underbrace{\left(\frac{u_{L0}}{u}\right)^{0.1}}_{k_2} \underbrace{\left[\frac{P_{sat}(T_{LM}) - P}{P_{crit} - P_{sat}(T_{LM})}\right]^{1/4}}_{k_1}$$

→ k_1 représente l'écart à l'équilibre thermodynamique, qui est le "moteur" de la vaporisation: $(T_L - T_{sat}(P))$. La différence de température est transformée en pression par l'intermédiaire de la courbe de saturation $P_{sat}(T)$. De cette courbe provient l'exposant 1/4. Cet écart à l'équilibre est adimensionné par un écart au point critique.

→ k_2 est lié à l'accélération du mélange due à la vaporisation: la masse volumique est abaissée d'où accélération par conservation du débit dans la conduite. D'après Attou, cette accélération diminue le temps de séjour du fluide, i.e. les échanges thermiques entre phases pour une tranche dz de fluide. De ce fait, la vaporisation est plus faible. L'exposant 1/10 suggère que ce terme a une influence limitée, mais l'auteur précise qu'il devient significatif pour les conduites longues, i.e. notre cas.

→ k_3 représente l'influence de la fraction massique de liquide métastable. Selon Attou, elle vient du fait que le liquide métastable fournit la chaleur nécessaire à la vaporisation. L'exposant 2 suggère que k_3 joue beaucoup sur la valeur de (dy/dz) . Il a été établi par Attou pour des essais au voisinage de la saturation.

→ k_4 a été évoquée au (D IV.3.1). Elle est liée à l'apparition et au développement de la vaporisation, i.e. à la nucléation en particulier.

k_1 utilise un terme adimensionné par l'écart au point critique. Cela nous paraît tout à fait pertinent, compte-tenu de l'importance de la distance au point critique pour nos essais (figure D I.2.1).

Par contre, une différence de température nous paraît plus appropriée qu'une différence de pression pour exprimer les écarts à l'équilibre. D'une part l'origine du phénomène se situe dans ces écarts de température, et d'autre part cela évite l'introduction de l'exposant 1/4. Ce dernier est très vraisemblablement fonction du fluide, et le conserver pour l'ensemble de nos fluides peut être une source d'erreurs. C'est pourquoi nous proposerons (cf. D IV.3.3):

$$k_1 = \frac{T_{LM} - T_G}{T_{crit} - T_{LM}}$$

k_3 est liée à la fraction massique de liquide métastable. Comme nous l'avons évoqué au (D IV.3.1), cela permet d'amorcer la vaporisation. Toutefois, l'aire d'interface par unité de volume nous paraît être prépondérante, et cette dernière est plutôt une fonction du taux de vide.

En ce qui concerne k_2 , il nous semble que plus le fluide est accéléré plus les turbulences sont importantes, ce qui augmente les transferts thermiques. C'est pourquoi nous émettons quelques réserves concernant ce terme.

Comme nous l'avons déjà dit (cf. D IV.3.1), notre principale critique sur k_4 est la non prise en compte de la rugosité du tube. Par ailleurs, k_4 fait intervenir une constante empirique.

b) Le modèle HRM

Quelle que soit la corrélation utilisée (Zapolski I et II, Veneau, cf. A IV.5.1) nous identifions trois composantes à rapprocher de celles de DEM:

→ l'écart à l'équilibre exprimé en pression, qui est l'élément moteur de la vaporisation. Il est adimensionné de plusieurs manières, la plus correcte nous semblant être celle utilisant la pression critique.

→ le taux de vide, manière indirecte de représenter l'aire interfaciale. Il peut se rapprocher du (1-y) dans DEM.

→ une constante empirique. Elle tient vraisemblablement compte d'un plus grand nombre de phénomènes que celle présente dans DEM.

Les expressions du temps de relaxation sont donc plus simples que celle de (dy/dz) . Malgré cela, trois coefficients ajustables apparaissent. En particulier, la constante empirique doit dépendre d'un nombre important de paramètres, ce qui implique une adaptation fréquente aux conditions expérimentales.

Comme pour DEM, l'écart à l'équilibre est représenté par une différence de pression, alors qu'une différence de température nous semble plus indiquée.

c) Notre proposition

Compte-tenu de la prépondérance des transferts thermiques, nous avons développé un modèle à partir d'un bilan d'énergie sur la phase vapeur (cf. D IV.2.1). Ce modèle fait intervenir le flux de chaleur extrait du liquide par unité de volume (ϕ). Nous l'écrivons:

$$\phi = H a_i (T_L - T_G)$$

... où a_i est l'aire d'interface par unité de volume. De ce fait, le coefficient C_2 devient:

$$C_2 = \frac{H a_i (T_L - T_G)}{G}$$

Nous proposons de calculer le coefficient d'échange thermique (H) grâce à la corrélation de Chen [C5], donnée au (A III.1.3) et supposée extrapolable à notre cas (cf. annexe VII). Les coefficients (F, S) sont exprimés à partir des relations approchées données par Roshenow *et al* [R2] d'après les travaux de Collier [C2].

Les expressions possibles de a_i sont nombreuses. Richter [R1] propose pour un écoulement à bulles:

$$a_i = \frac{6 \alpha}{d_b} \quad (\text{où } d_b \text{ est le diamètre des bulles})$$

D'un point de vue physique, l'aire a_i est nulle quand tout le fluide est liquide ($\alpha = 0$) ou gazeux ($\alpha = 1$). Elle passe par un maximum entre les deux. Nous proposons alors:

$$a_i = k \alpha (1 - \alpha)$$

...où k est une constante empirique (de dimension $[m^{-1}]$)

Notre expression de a_i est perfectible et criticable, mais nous n'approfondirons pas ce problème. En effet, les résultats du modèle amène une réflexion générale sur la

modélisation de la cinétique de vaporisation, i.e. une réflexion extrapolable aux autres expressions possibles de a_j (cf. D IV.3.1).

IV.3.3- Modification du terme "moteur" de la corrélation dans DEM

Suite à notre réflexion du (D IV.3.2 a), nous avons remplacé la différence de pression par une différence de température:

$$k_1 = \frac{T_{LM} - T_G}{T_{crit} - T_{LM}}$$

La figure (D IV.3.3) ci-dessous donne les estimations de G_c^* pour l'eau et le R11. Comme nous l'avons vu (cf. D III), l'ensemble de nos fluides a un comportement semblable vis-à-vis des modèles. De ce fait, la tendance observée ci-dessous est extrapolable aux autres fluides.

Le choix de l'eau et du R11 est simple : ces fluides permettent de couvrir notre plage expérimentale de P_o^* , et ne présentent pas de difficulté pour la régulation de pression (à l'inverse du butane, cf. C I.1.1 c).

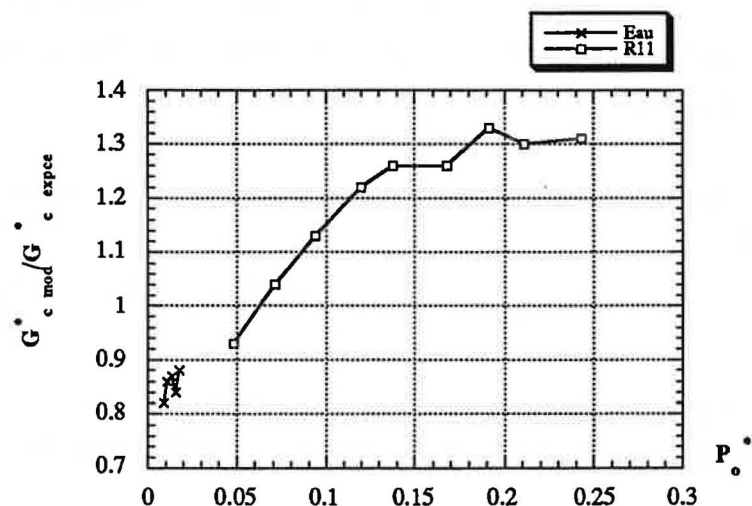


Figure D IV.3.3: Estimation du flux massique critique par le modèle DEM, en considérant une différence de température dans dy/dz .

La pente demeure prononcée (figure D IV.3.3), et la pente relative est du même ordre de grandeur que celle observée avec la corrélation initiale (figure D III.2.2). L'introduction d'une différence de température dans k_1 n'est donc pas l'explication du biais observé. Toutefois elle permet d'éliminer un coefficient ajustable (l'exposant $1/4$ fonction du fluide).

Aux faibles P_0^* le modèle reste minorant, mais les écarts sont inférieurs à 20%. Au-delà de $P_0^* \sim 0.07$, le modèle devient majorant, et les écarts demeurent inférieurs à 30%.

Cette expression de dy/dz un peu plus simple donne au modèle un caractère globalement majorant et conserve ses performances (moins de 30% d'écart relatif sur G_c^*).

b) R11

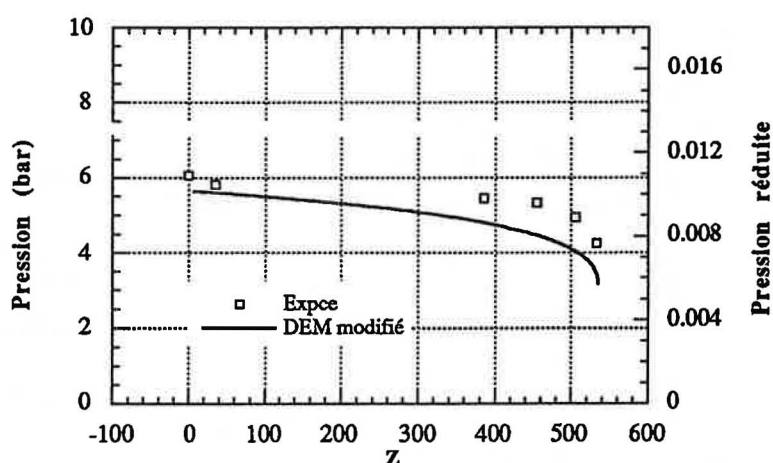


Figure D IV.3.4: Profils de pression expérimentaux et calculés par le modèle DEM, en considérant une différence de température dans dy/dz . Cas du R11 à 6 bar.

Les pressions dans le tube sont sous-estimées vers la sortie (figure D IV.3.4), comme l'illustre le cas du R11. Nous relevons des écarts de l'ordre de 20%, supérieurs à ceux observés pour la corrélation initiale (figures D III.2.4 a→e). Mais nous ne savons pas si ils sont dus au modèle ou à l'incertitude de mesure.

V- ESSAIS INITIALEMENT SOUS-REFROIDIS

Des essais initialement sous-refroidis ont été réalisés par Köberl C. pour tous les fluides, et avec notre installation. Ces essais s'inscrivent dans la suite logique de la thèse de May L. [M2]. La conduite utilisée est la même que celle pour les essais initialement à saturation (décrite au B II.3).

Les commentaires seront succints, car le sujet de cette thèse concerne uniquement les écoulements initialement à saturation. L'objectif de cette partie est de montrer que la réflexion issue de nos essais, est extrapolable aux situations initialement sous-refroidies.

Dans ce qui suit, le modèle DEM utilise la corrélation donnée par Seynhaeve [S5] et Attou [A2] (cf. A IV.5.2). Le modèle HRM utilise quant à lui la corrélation Zapolski I (cf. A IV.5.1) donnée par Bolle *et al* [B5].

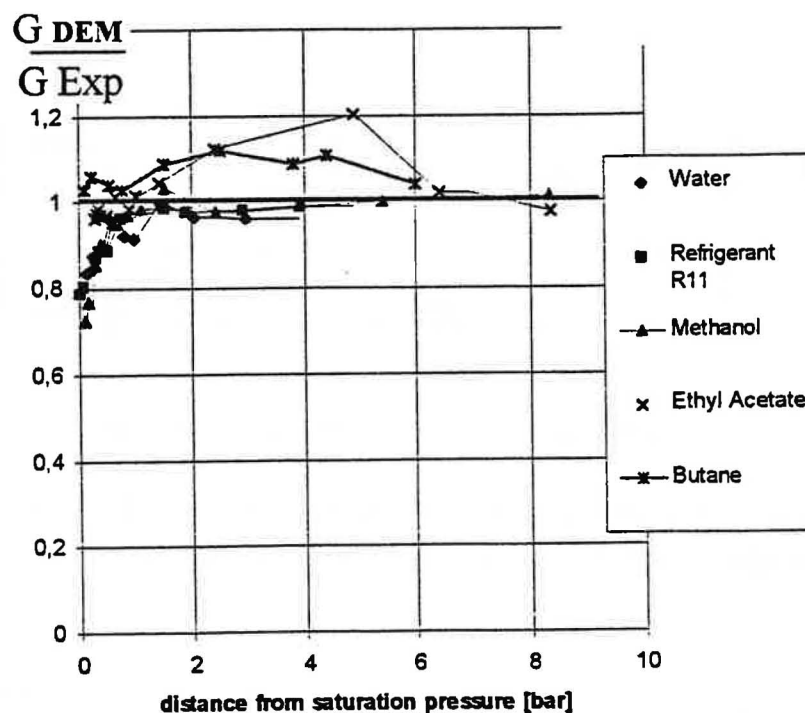


Figure D V.1: Estimation des flux massiques critiques pour des écoulements initialement sous-refroidis. Cas du modèle DEM.

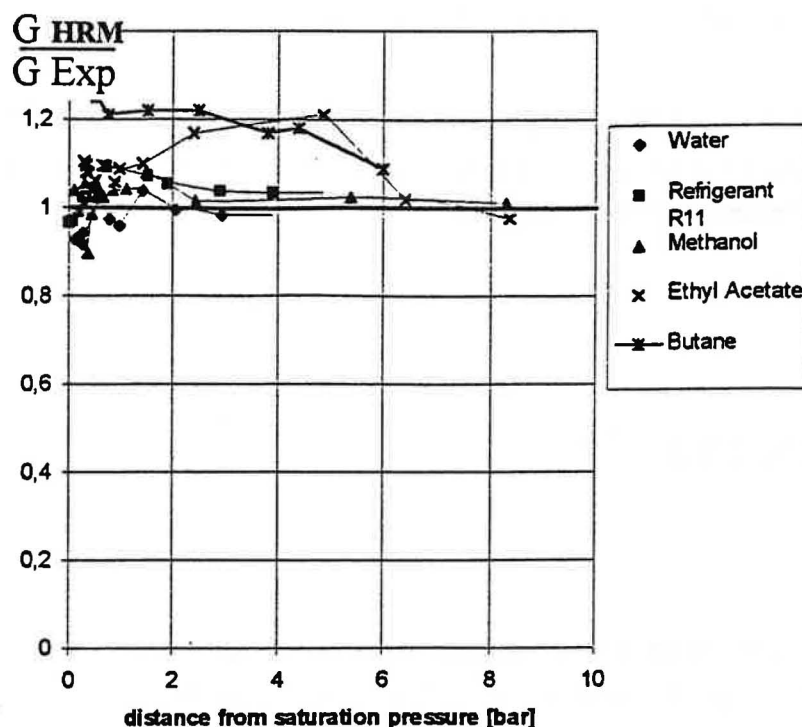


Figure D V.2: Estimation des flux massiques critiques pour des écoulements initialement sous-refroidis. Cas du modèle HRM.

Les modèles DEM et HRM sont très performants ($\pm 10\%$) pour la plupart des points expérimentaux (figures D V.1 et 2).

Lorsque l'écart à la saturation diminue, DEM devient minorant (entre -20% et -30%) alors que HRM reste très précis. Ces observations rejoignent celles de May L. [M2] pour l'eau et le R11 avec une conduite de faible diamètre ($D=4\text{mm}$, $L=535\text{mm}$). Cependant, le butane fait exception, puisque DEM conserve une précision remarquable au voisinage de la saturation, alors que HRM est de plus en plus majorant ($>30\%$).

Que ce soit pour Köberl C. ou May L., les essais sous-refroidis ont été réalisés à de faibles P_O^* (< 0.07), ce qui permet d'avoir une gamme expérimentale d'écarts à la saturation maximale. Le butane fait exception, car des problèmes de criticité (cf. C V.1) nous ont contraint à utiliser une P_O^* plus forte ($P_O^* \sim 0.16$).

Le comportement des modèles pour de faibles sous-refroidissements, évoqué ci-dessus, est donc la conséquence directe de la tendance observée en fonction de P_O^* pour des cas initialement à saturation (figures D III.1.1 et D III.2.2). Le problème de la pente va

donc vraisemblablement se poser pour les essais **initialement sous-refroidis**. Par exemple, nous pouvons raisonnablement penser que HRM va surestimer les débits critiques résultants d'écoulements sous-refroidis, lorsque P_O^* augmente.

Bien entendu, la pente n'est plus problématique pour de forts sous-refroidissements. Dans ce dernier cas la zone diphasique est très réduite, et May L. [M2] montre que des modèles simples suffisent.

VI- POUR L'UTILISATEUR

Cette partie a pour objectif de dégager les modèles qui paraissent les plus recommandables pour estimer le débit à la brèche, et évoque leurs conditions d'utilisation.

Nous rappelons que notre ligne de décharge se présente sous la forme d'une conduite cylindrique longue ($L=535\text{mm}$, $D=8\text{mm}$), et que nos écoulements sont initialement à saturation.

VI.1- COMPARAISON DES MODÈLES

Les modèles IHE et ERM (cf. A IV.3.1 et 2) sont peu recommandables : ils sous-estiment les débits critiques pour la plupart des pressions en amont réduites expérimentales (P_O^*), et ne prennent pas en compte les frottements.

Le modèle HEM (cf. A IV.3.3) minore également les débits critiques, ce qui le rend peu adapté aux études de danger. Toutefois, les écarts se réduisent à moins de 25% pour $P_O^* > 0.15$ environ, et HEM estime bien les pressions dans la conduite ($\pm 10\%$).

Sur ce dernier point, nos mesures de pression dans la conduite sont peu précises (cf. C I.2.2), et nous restons prudents quant à leur exploitation.

Les modèles homogènes hors écart à l'équilibre sont ceux qui se rapprochent le plus des valeurs expérimentales du débit critique.

Le modèle HRM avec la corrélation Zapolski I (cf. A IV.5.1) est très recommandable du point de vue de la sécurité industrielle : il est soit très précis ($\pm 10\%$), soit majorant. Ce comportement de HRM est d'autant plus intéressant que le réservoir de stockage seront à température ambiante. Cela peut signifier qu'ils seront à une P_O^* faible, qui fait partie du domaine où le modèle est très précis.

En revanche HRM semble, en dépit de mesures relativement imprécises, beaucoup sous-estimer les pressions vers la sortie de la conduite (écarts allant jusqu'à 40% avec Zapolski I).

Le modèle DEM (cf. A IV.5.2) sous-estime les débits critiques sur une partie importante du domaine en P_O^* ($P_O^* < 0.15$ environ), mais il reste relativement précis ($\pm 30\%$). Ce caractère minorant le rend toutefois moins recommandable que HRM pour les études de danger. Par contre, il estime bien les pressions dans la conduite ($\pm 10\%$).

L'introduction d'une différence de température dans la corrélation de DEM (cf. D.IV.2.3), le rend plus intéressant du point de vue de la sécurité industrielle. Le modèle sous-estime alors les débits critiques aux faibles P_O^* ($P_O^* < 0.06$), avec des écarts inférieurs à 20%, et devient majorant au-delà. De plus cette modification élimine un coefficient fonction du fluide.

Mais, en dépit de l'incertitude qui entache nos mesures, le modèle semble dans le même temps sous-estimer la pression vers la sortie du tube (écarts de 20% environ).

Les modèles DEM et HRM ont été testés pour des géométries et des états thermodynamiques initiaux variés. Nos recommandations précédentes semblent donc applicables à un nombre important de configurations d'écoulement (ligne de décharge et titre en amont). C'est un point important, car les conditions dans lesquelles les essais sont réalisés peuvent modifier sensiblement l'écoulement (cf. C VI.1 et 2).

VI.2- REMARQUES CONCERNANT LES CONDITIONS D'UTILISATION

Le titre en amont modifie beaucoup l'écoulement, surtout au voisinage de la saturation (cf. C VI.1). Cette influence se retrouve dans les modèles DEM et HRM.

Le scénario d'accident prévoit que le fluide vidangé est initialement à saturation ($x_0=0$). Il est probablement fréquent que cela ne corresponde pas à la situation réelle. En effet, le rayonnement solaire ou la présence d'azote peut placer le contenu liquide en situation de sous-refroidissement. C'est ainsi que Nyren et Winter [N1] ont fait leurs essais avec un écart à la saturation involontaire de 5 bar pour l'ammoniac.

Un sous-refroidissement de quelques bar peut multiplier par un facteur trois ou quatre le débit à la brèche (May L. [M2]). Les conditions initiales avec lesquelles les modèles sont utilisés sont donc capitales.

L'utilisateur doit se demander si le scénario retenu, qui suppose la saturation, est correct pour le réservoir considéré.

CONCLUSIONS

Nous nous sommes intéressés aux écoulements diphasiques liquide-vapeur en conduite. La bibliographie montre que les écoulements diphasiques initialement à saturation sont très sensibles au titre en amont. Il apparaît également que les essais sur des fluides autres que l'eau sont très rares. Les modèles développés en s'appuyant sur des résultats obtenus avec de l'eau demandent donc à être validés vis-à-vis d'autres fluides.

Nous avons conçu une installation expérimentale qui permet de tester un grand nombre de fluides éventuellement inflammables. Cette installation est composée d'un réservoir d'alimentation (233 l, 4.5 m de haut) et d'un réservoir de récupération (4 m^3), reliés par la conduite d'essai. Il s'agit d'une conduite cylindrique horizontale longue ($L=535 \text{ mm}$, $D=8 \text{ mm}$) dont l'entrée est arrondie.

Dans cette installation, nous contrôlons bien les conditions thermodynamiques en amont de la conduite et vérifions que l'écoulement est quasi-stationnaire, critique, adiabatique et reproductible. Notre mesure de l'écart à la saturation est précise ($\pm 25 \text{ mbar}$ environ) et permet de mesurer le flux massique critique à saturation avec une incertitude totale (y compris l'incertitude sur la détection de la saturation) de $\pm 12\%$ environ. A l'inverse, les mesures de pression dans la conduite sont entachées d'une incertitude importante ($> \pm 800 \text{ mbar}$).

Pour que la validation des modèles s'applique à la plupart des fluides, nous avons sélectionné les fluides les plus différents possibles les uns des autres (nos critères de sélection sont toutefois discutables). Les fluides utilisés sont l'eau, le R11, le méthanol, l'acétate d'éthyle, le butane et le butane commercial (mélange propane, butane, isobutane,...).

Conformément à ce que laissait prévoir la littérature, le flux massique critique s'avère très sensible vis-à-vis de l'écart à la saturation (entre 2 et 4% pour 10 mbar), i.e. du titre en amont, et ce quel que soit le fluide. Mais la géométrie de la conduite (diamètre, accidents,...) modifie aussi le flux massique de manière très importante (jusqu'à 40%).

En nous inspirant de la loi des états correspondants, nous présentons nos résultats de manière adimensionnelle. Cette représentation montre que la **pression en amont réduite** (considérée comme une mesure de la "distance" vis-à-vis du point critique thermodynamique) est pratiquement l'**unique paramètre** dont dépend l'écoulement et ce pour tous les fluides testés. C'est un résultat nouveau et très important, car il signifie qu'un modèle peut être validé avec un minimum de fluides si les coordonnées réduites sont utilisées. Changer de fluide serait alors vu comme une solution "commode" pour modifier la gamme expérimentale

de pression en amont réduite. C'est un résultat essentiel de ce travail, et il semble extrapolable à tous les fluides dont le coefficient acentrique de Pitzer (ι) et le moment dipolaire (ω) sont compatibles avec la plage testée [$0.18 < \iota < 0.56$; $0 < \omega < 0.617$].

La confrontation des modèles à nos points expérimentaux montre que, pour une conduite longue, il est nécessaire de prendre en compte les frottements. Les modèles hors équilibre thermodynamique (DEM, HRM) sont les plus performants, ce qui confirme l'importance des écarts à l'équilibre thermodynamique. Mais tous les modèles étudiés présentent un biais systématique commun à tous les fluides : le rapport entre débit calculé et débit expérimental croît avec la pression en amont réduite. Ce biais semble extrapolable au cas des fluides initialement sous-refroidis, et ne semble pas inhérent à notre installation.

Qualitativement, ce biais peut aussi bien s'expliquer par une influence non négligeable du glissement que par une cinétique de vaporisation mal prise en compte. Nous nous sommes focalisés sur cette dernière possibilité. Nous avons montré que, dans nos conditions expérimentales, l'écoulement conserve la "mémoire" de ses conditions de nucléation et donc que les modèles doivent quantifier ce phénomène d'une façon ou d'une autre.

Pour les développements ultérieurs, nous proposons d'introduire la cinétique de vaporisation en s'appuyant sur le bilan énergétique macroscopique de la phase vapeur. Ce dernier, qui relie la quantité de vapeur formée au flux d'enthalpie provenant de la phase liquide, nous paraît physiquement pertinent. Ce serait une troisième possibilité pour modéliser la cinétique de vaporisation, après les modèles à relaxation et à trois phases.

En ce qui concerne les calculs de débit à la brèche menés pour la **sécurité des réservoirs de gaz liquéfiés**, nous recommandons le modèle **HRM avec la corrélation "Zapolski I"**. Ce modèle s'avère très précis ($\pm 10\%$) pour les faibles pressions en amont réduites ($P_O^* < 0.13$ environ) auxquelles se trouvent de nombreux fluides stockés. Pour des pressions en amont réduites supérieures, il devient majorant et conserve donc son intérêt pour les études de danger. Par ailleurs, HRM semble sous-estimer les pressions dans la conduite mais cela n'a pas une importance cruciale dans ce cadre.

Nous disposons d'un modèle qui prévoit le débit à la brèche avec une bonne précision. L'objectif du programme GAZLIQ est donc atteint en ce qui concerne les fluides compatibles avec la plage de (ι , ω) définie précédemment, i.e. la majorité des fluides.

Une thèse débute actuellement et s'inscrit dans le prolongement direct de nos travaux. Obtenir de meilleures mesures de pression dans la conduite, mais surtout expliquer et corriger le biais observé en seront deux objectifs majeurs. Une nouvelle campagne d'essais sera réalisée, ce qui nécessite un réexamen de la sélection des fluides. En particulier, cela permettra d'élargir la plage de $(1, \omega)$ testée et d'augmenter la base de données sur les écoulements en conduite.

RÉFÉRENCES

BIBLIOGRAPHIQUES

- [A1] Al Sahan M.A., "On the development of the flow regimes and the formulation of the mechanistic non-equilibrium model for critical two-phase flow",
Ph. D. Thesis, University of Toronto, Department of Mechanical Engineering, 1988.
- [A2] Attou A., "Les écoulements diphasiques critiques et subcritiques à travers les singularités", Thèse de doctorat, Université Catholique de Louvain, Unité THERM, mai 1997.
- [B1] Berne P., "Analyse critique des modèles de taux d'autovaporisation utilisés dans le calcul des écoulements diphasiques en conduite", rapport CEA-R-5205, Saclay, 1983.
- [B2] Bouré J.A., Fritte A.A., Giot M., Réocreux M.L., "Highlights of two-phase critical flow : on the links between maximum flow rates, sonic velocities, propagation and transfer phenomena in single and two-phase flows", Int. J. Multiphase Flow, vol. 3, n° 1, pp. 1 - 22, 1976.
- [B3] Bilicki Z., Kestin J., "Physical aspects of the relaxation model in two-phase flow", Proc. Roy. Soc. London Ser. A. vol. 428, pp. 379 - 397, 1990.
- [B4] Bilicki Z., Dalermos C., Majda G., Kestin J., Zeng D.L., " Trajectories and singular points in steady-state models of two-phase flows", Int. J. Multiphase Flow, vol. 13, n° 4, pp 511 - 533, 1987.
- [B5] Bolle L., Downar-Zapolski P., Franco J. and Seynhaeve J.M., " Flashing water flow through a safety valve", J. Loss Prev. Process Ind., vol. 8, n° 2, pp. 111 - 126, 1995.
- [B6] Brun E., Martinot-Lagarde A., Mathieu J., "Mécanique des fluides", Tome 1, Dunod, 1959.
- [B7] Banaszkiewicz M., "Numérical Calculations of the Moby Dick expérience by means of the unsteady relaxation model", Institut of Fluid-Flow machinery, Polish Academy of Sciences, Gdansk, 1996

- [B8] **Bilicki Z., Kwidzinski R., Mohammadeim S.A.,** "Evaluation of the relaxation time of heat and mass exchange in the liquid-vapour bubble flow", *Int. J. Heat Mass Transfer*, vol. 39, n° 4, pp. 753 - 759, 1996.
- [C1] **Cowley L.T., Tam V.H.T.,** "Consequences of pressurised LPG releases : the case of Grain full scale experiments" *GASTECH 88, 13th International LNG/LPG Conference and Exhibition*, Kuala Lumpur, Malaysia, 18 - 21 october, 1988.
- [C2] **Collier J.G.,** "Forced convective Boiling", two-phase flow and heat transfer in the power and process industries, Bergles A.E. and al., Hemisphere Publishing Corporation, pp. 226 - 255, 1981.
- [C3] **Collier J. G.,** "Introduction to two-phase flow problems in the power industry", two-phase flow and heat transfer in the power and process industries, Bergles A.E. and al., Hemisphere Publishing Corporation, pp. 558 - 588, 1981.
- [C4] **Chisholm D.,** " Two-phase flow in pipelines and heat exchangers", I. Chem. E., George Godwin, 1983.
- [C5] **Chen J.C.,** "Correlation for boiling heat transfer to saturated fluids in convective flow", *I & EC Process Design and Development*, vol. 5, n° 3, pp. 322 - 329, July 1966.
- [C6] **Collins R.L.,** "Choked expansion of subcooled water and the IHE flow model", *Journal of Heat Transfer*, vol. 100, pp. 275 - 279, 1978.
- [C7] **Curtelin R.,** "Décompression d'un réservoir de propane liquéfié", Thèse de doctorat, CENG, 1991.
- [C8] **Cichitti A., Lombardi C., Silvestri M., Soldaini G., Zavatarelli R.,** "Two-phase cooling experiments. Pressure drop, heat transfert and burnout measurements", *Energia nucleare*, vol.7, n° 6, pp. 407 - 525, 1960.
- [D1] **Daubert T.E., Danner R.P.,** "Data compilation tables of properties of pure compounds", American Institute of Chemical Engineers, New-York, 1985.

- [D2] Delhay J.M., "Les écoulements diphasiques gaz-liquide en conduite", *Entropie*, n° 99, pp. 3 - 25, 1981.
- [D3] Delhay J.M., "Two-phase flow patterns", *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 37 - 70, 1981.
- [D4] Ducklet (A.E.), Taitel (Y.), "Flow pattern transitions in gas-liquid systems : measurement and modelling", *Multiphase Science and Technology*, Hewitt G.F., Delhay J.M., Zuber N., Eds, vol. 2, chap. 1, pp. 1 - 94, 1986.
- [D5] Delhay J.M., "Local Instantaneous equations", *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 95 - 116, 1981.
- [D6] Delhay J.M., "Instantaneous space averaged equations", *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 159 - 179, 1981.
- [D7] Delhay J.M., "Composite averaged equations", *Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering*, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 181 - 201, 1981.
- [D8] Downar-Zapolski P., Bilicki Z., Bolle L. and Franco J., "The non-equilibrium relaxation model for one-dimensional flashing liquid flow", *Int. J. Multiphase Flow*, vol. 22, n° 3, pp. 473 - 483, 1996.
- [F1] Fauske H.K., "Some ideas about the mechanism causing two-phase critical flow", *Applied Sci. Res.*, vol. 13, pp. 149 - 160, 1964.
- [F2] Fauske H.K., "The discharge of saturated water through tubes", *Chem. Engineering Prog. S.*, vol. 61, n° 59, pp. 210 - 216, 1965.
- [F3] Fauske H.K., "Two-phase two and one component critical flow" symposium of two phase flow, Ed. P.M.C. Lacey, University of Exeter, vol. 1, pp. 101 - 114, 1965.

- [F4] Fauske H.K., Epstein M., "Source term considerations in connection with chemical accidents and vapor cloud modelling", proceedings of the inter-conference on vapor cloud modelling, Cambridge, Massachussetts, November 2 - 4, 1987.
- [F5] Fauske H.K., "Flashing flows or some practical guidelines for emergency releases", plant/operations progress, vol. 4, n°3, pp. 132 - 134, August 1985.
- [F6] Fauske H.K., Leung J.C., " New experimental technique for characterizing runaway chemical reactions", Chem. Engng. Prog., pp. 39 - 46, August 1985.
- [F7] Fletcher B., "Flashing flow through orifices and pipes", Chem. Engng. Prog., pp. 76 - 81, March 1984.
- [F8] Fletcher B., "Discharge of saturated liquids through pipes", J. Hazardeous Mater, vol. 8, n° 4, pp. 377 - 380, 1984.
- [F9] Fletcher B., Johnson A.E., "The discharge of superheated liquids from pipes", I. Chem. E. Symp. Ser., n° 85, the protection of exothermic reactors and pressurised storage Vessels, pp. 149 - 156, 1984.
- [F10] Feburie V., Giot M., Granger S., Seynhaeve J.M., "A model for choked flow through cracks, with inlet subcooling." Int. J. Multiphase Flow, vol. 19, n° 4, pp. 541 - 562, 1993.
- [G1] Giot M., "Interfacial equilibrium and nucleation", Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 117 - 157, 1981.
- [G2] Giot M., " Friction factors in single channels", Thermohydraulics of two-phase systems for industrial design and nuclear engineering, Delhay-Giot-Riethmuller Eds, pp. 203 - 223, 1981.
- [G3] Giot M., "L'écoulement d'un mélange liquide-vapeur en conduite; calcul des pertes de pression", Acta Technica Belgica. EPE. vol. 10, n° 2, pp. 63 - 78, 1974.
- [G4] Giot M., "Critical flows", two-phase flows in major technological hazards, 24.3 \Leftrightarrow 28.3, 1986.

- [G5] Giot M., Meunier D., "Méthodes de détermination du débit critique en écoulements monophasiques et diphasiques à un constituant", Acta Technica Belgica. EPE. vol. 4, n° 1 et 2, 1968.
- [G6] Giot M., "Two-phase releases", J. Loss Prev. Process. Ind., vol. 7, n° 2, 1994.
- [H1] Hsu Y.Y., "On the size range of active nucleation cavities on a heating surface, ASME", Journal of Heat Transfer, vol. 84, p. 207, 1962.
- [H2] Henry R.E., Fauske H.K., "The two-phase critical flow of one component mixtures in nozzles, orifices and short tubes", Journal of Heat Transfer, vol. 95, pp. 179 - 189, May 1971.
- [H3] Hardy Ph., Mali P., "Validation and development of a model describing subcooled critical flows through long tubes", revue de l'énergie primaire, vol. 18, n° 1, pp. 5 - 23, 1982.
- [H4] Hardekopf F., Mewes D., "The pressure ratio of critical two-phase flows", Chem. Eng. Technol., vol. 12, pp. 89 - 96, 1989.
- [H5] Hardekopf F., Mewes D., "Critical pressure ratio of two-phase flows", J. Loss Prev., vol. 1, pp. 134 - 140, July 1988.
- [J1] Jones M.R.O., "Vapour explosions resulting from rapid depressurisation of liquids. The importance of initial température", Inst. of Chemical Engineers, Symp. series N° 85, pp 357-362, 1984
- [K1] Kevorkov L.R., Lutovinov S.Z., Tikhonenko L.K., "Influence of the scale factors on the critical discharges of saturated water from straight tubes with a sharp inlet edge", Thermal Engng, 24, 7, pp. 58 - 61, 1977.
- [K2] Kocamustafaogullari G., "Pressure dependance of bubble departure diameter for water", Int. Comm. Heat Mass Transfer, vol. 10, p. 501, 1983.
- [L1] Lackmé C., "Limitation de l'autovaporisation d'un liquide sursaturé liée à l'expulsion sonique des phases produites". Rapport CEA-R-4942, 1978.

- [L2] Lackmé C., "Propagation d'un front de vaporisation dans un tube plein d'eau chaude brusquement détendue". Rapport CEA-R-4986, 1979.
- [L3] Lackmé C., "Thermodynamics of critical two-phase flow discharge from long pipes and initially subcooled water", Heat Transfer in Nucl. Safety Reactors, pp. 391 - 407, 1980.
- [L4] Leung J.C., "A generalized correlation for one-component Homogeneous Equilibrium Flashing Choked Flow", AIChE Journal, vol. 32, n° 10, pp. 1743 - 1746, October 1986.
- [M1] Moody F.J., "Maximum flow rate of a single component two-phase mixture", Journal of Heat Transfer, Transaction of ASME, vol. 87, pp. 134 - 142, February 1965.
- [M2] May L., "Écoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement sous saturés. Validation par l'eau et le CFC", Thèse de doctorat, École des Mines de Saint-Etienne, 1996.
- [M3] Morris S.D., "Non equilibrium critical two-phase flow in nozzles", 1983.
- [M4] Moody F.J., "Maximum discharge rate of liquid-vapor mixtures from vessels", ASME Symp., pp 27-36, 1975
- [N1] Nyren K., Winter S., "Two-phase discharge of liquified gases through pipes. Field experiments with ammonia and theoretical model", I. Chem. E. Symp. Ser., 4th Intern. Symp. on loss prevention and safety promotion in the process industries", n° 80, pp. E1 - E11, 1983.
- [O1] Ogasawara H., "A theoretical approach to two-phase critical flow. 4th report : Experiments on saturated water discharging through long tubes", bulletin of A.S.M.E., vol. 12, n° 52, pp. 837 - 846, 1969.
- [P1] Plesset M.S., Zwick S.A., "The growth of vapor bubbles in superheated liquids", Journal of applied physics, vol. 25, n° 4, pp. 493 - 500, 1954.
- [P2] "Perry's chemical engineer's handbook", Mac Graw Hill Int. Eds., 1984

- [R1] Richter H.J., "Separated two-phase flow model : application to critical two-phase flow", Int. J. Multiphase Flow, vol. 9, n° 5, pp. 511 - 530, 1983.
- [R2] Rohsenow W.M., Hartnett J.P., Gonic E.N., "Handbook of heat transfer fundamentals", 2ⁿ edition Mc Graw Hill, 1440p, 1985.
- [R3] Ruckenstein E., "On heat transfer between vapor bubbles in motion and the liquid from which they are generated", Chem. Eng. Science, vol. 10, pp. 22 - 30, 1959.
- [R4] Réocreux M., "Contribution à l'étude des débits critiques en écoulement diphasique eau-vapeur", Thèse de doctorat, Université Scientifique et Médicale de Grenoble, 1974.
- [R5] Reid R.C., Sherwood T.K., "The properties of gases and liquids", Mc Graw Hill Book Company, 2nd edition, 1966.
- [S1] Shin T.S., Jones O.C.Jr, "An active model for flashing", Nuclear Engineering, vol. 95, pp. 185 - 496, 1986.
- [S2] Sozzi G.L., Sutherland W.A., "Critical flow of saturated and subcooled water at high pressure. Non equilibrium two-phase flows", ASME Winter Meeting, Lahey-Wallis Eds, pp. 19 - 26, 1975.
- [S3] Siikunen T., "A study of critical two-phase flow models", Nuclear Engineering, Design 73, pp. 293 - 302, 1982.
- [S4] Shin T.S., Jones O.C. Jr, "A distributed nucleation model for critical flows of initially subcooled liquids", 1988.
- [S5] Seynhaeve J.M.. Communication personnelle, 1997
- [S6] Seynhaeve J.M., Giot M., "Critical flow of flashing water trough long tubes", pp. 409 - 419, 1980.
- [T1] Taine J., Petit J.P., "Transferts thermiques", Dunod Université, 1989

- [U1] Uchida H., Nariai H., "Discharge of saturated water through pipes and orifices", A.S.M.E. Proc. 3rd Int. Heat Transfer Conf., vol. 5, pp. 1 - 12, 1966.
- [V1] Van Den Akker H.E.A., Bond W.M., "Discharges of saturated and superheated liquids from pressure vessels. Prediction of homogeneous choked two-phase flow through pipes".
- [V2] Van Den Akker H.E.A., "Discharges of saturated liquefied gases from pressure vessels", Von Karman Institute for fluids dynamics, Lecture series 3, two-phase in major technological hazards, March 1986.
- [V3] Vernier P., "Test de lois interfaciales de génération de vapeur avec l'expérience Super Moby Dick", CEA Grenoble, 1988.
- [V4] Van Den Akker H.E.A., Snoey H., Spoelstra H., "Discharges of pressurised liquefied gases through apertures and pipes", I. Chem. E. Symp. Series, 4th Intern. Symp. on loss prevention and safety promotion in the process industries, n° 80, pp. E23 - E35, 1983.
- [V5] Viguié F., "Écoulements diphasiques lors de la vidange d'un réservoir de gaz liquéfiés sous pression. Comparaison Eau - CFC11 - CFC113", Thèse de doctorat, Ecole des Mines de St-Etienne, 1992.
- [V6] Veneau T., "Etude expérimentale et modélisation de la décompression d'un réservoir de stockage de propane", Thèse de doctorat, CEA Grenoble, 1995
- [W1] Wolfert K., Burwell M.J., Enix D., "Non-equilibrium mass transfer between liquid and vapor phases during depressurization processes", Transient two-phase flow, Proc. of the 2nd CSNI specialists meeting, Réocreux M., Katz G., Eds, CEA, vol. 1, p. 149, Paris, Ju 12 - 14, 1978.
- [W2] Wallis G.B., "Critical two-phase flow", Int. J. Multiphase Flow, vol 6, pp 97-112, 1980
- [Y1] Yan F., "Modélisation de l'autovaporisation en écoulements subcritiques et critiques", Thèse de doctorat, UCL, unité de thermodynamique, Décembre 1991.

ANNEXES

ANNEXE I

MESURES ET PRÉCISIONS

I- MESURE DU FLUX MASSIQUE (G) ET DE LA PRESSION HYDROSTATIQUE ($P_0 - P_{\text{gaz}}$)

Un capteur de pression différentielle (ΔP_i) enregistre : $\Delta P_i = \rho_o g H_{c_i} - \rho g H$

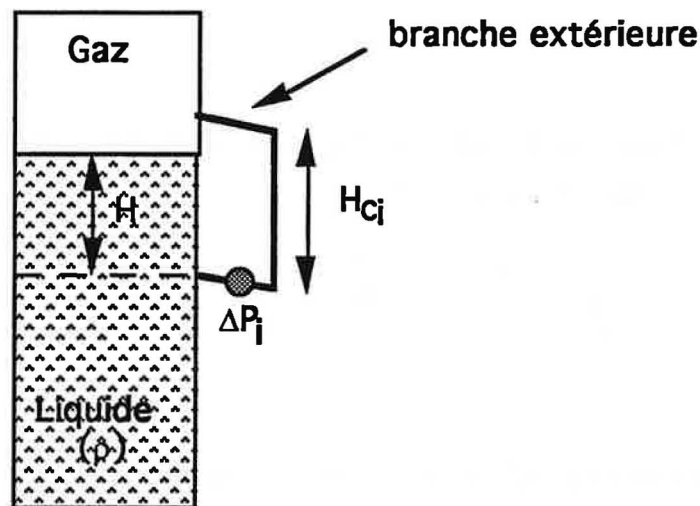


Figure A1.1. : Montage d'un capteur de pression différentielle sur la colonne d'essai

Sur notre installation, nous supposons que le capteur le plus élevé (ΔP_4) n'est jamais immergé. Ainsi, $\rho \ll \rho_o$ et il vient : $\Delta P_4 = \rho_o g H_{c_4}$

Si le niveau de remplissage du liquide se trouve entre les deux branches du capteur 3 :

$$\Delta P_1 = \rho_o g H_{c_1} - \rho_1 g H_{c_1}$$

$$\Delta P_2 = \rho_o g H_{c_2} - \rho_2 g H_{c_2}$$

$$\Delta P_3 = \rho_o g H_{c_3} - \rho_3 g H$$

La masse contenue dans la colonne $M = (\rho_1 H_{c1} + \rho_2 H_{c2} + \rho_3 H) \cdot S_{res}$
 (S_{res} = section du réservoir principal)

On peut alors écrire : $\frac{M}{S_{res}} g = \rho_o g H_{c1} + \rho_o g H_{c2} + \rho_o g H_{c3} - \Delta P_1 - \Delta P_2 - \Delta P_3$

soit $g \frac{M}{S_{res}} = \Delta P_4 \frac{H_{c1} + H_{c2} + H_{c3}}{H_{c4}} - (\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3)$

Le flux massique est par définition : $G = \frac{-1}{A} \frac{dM}{dt}$

Étant donné que les hauteurs H_{ci} et ΔP_4 sont des constantes au cours d'une vidange, nous déduisons de l'expression de M que :

$$G = \frac{S_{res}}{g A} \frac{d}{dt} (\Delta P_1 + \Delta P_2 + \Delta P_3)$$

Si le niveau de remplissage est plus faible que supposé initialement, l'expression ci-dessus reste valable. Simplement, certaines mesures deviendront constantes (comme pour ΔP_4) ce qui annulera leur dérivée.

Nous remarquons que la pression hydrostatique du liquide par rapport à l'axe de la conduite est donnée par :

$$P_o - P_{gaz} = \Delta P_4 \frac{\frac{H_{c1}}{2} + H_{c2} + H_{c3}}{H_{c4}} - \left(\frac{\Delta P_1}{2} + \Delta P_2 + \Delta P_3 \right)$$

Cette expression reste valable pour des remplissages faibles. Simplement, des termes se compenseront.

II- PRÉCISION DE LA MESURE SUR L'ÉCART DE PRESSION ENTRE LE CIEL GAZEUX ET LE LIQUIDE VIDANGÉ

Nous voulons déterminer l'incertitude liée à la mesure de :

$$P_o - P_{gaz} = P_{og}$$

La notation " P_{og} " se cantonnera à cette annexe, et son but est de simplifier les expressions dans ce qui suit. Cet écart de pression est mesuré à l'aide des capteurs de pression différentielle (cf. I de cette annexe). Les caractéristiques données par le constructeur amènent des incertitudes trop importantes compte-tenu de nos objectifs. Nous utilisons par conséquent un étalon, qui est le niveau de liquide dans le réservoir de stockage :

$$N = \frac{P_{og}}{P_L - g}$$

Un pied à coulisse nous permet de mesurer précisément les hauteurs correspondant aux branches des pressions différentielles (les H_{ci} , cf. figure A1.1) et le niveau de remplissage correspondant :

$$N_{calc} = \sum_{i=2}^3 H_{ci} + \frac{H_{c1}}{2}$$

Au cours d'une vidange, l'instant où le niveau correspond à la hauteur d'une branche d'un capteur de pression différentielle " i ", correspond à l'instant où le capteur " i " atteint un palier (cf. figure A1.2) :

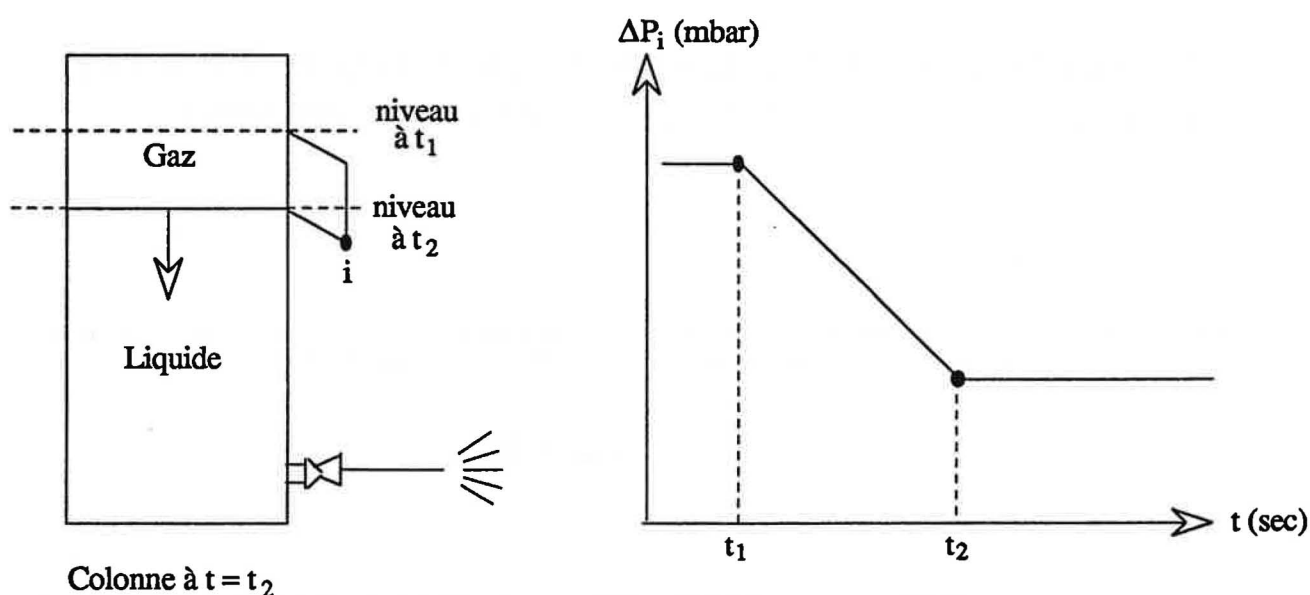


Figure A1.2: Réponse d'un capteur de pression différentielle, lorsque le niveau est exactement à la hauteur de sa branche extérieure.

A cet instant particulier (t_2 sur la figure A1.2), nous pouvons comparer le niveau mesuré et notre étalon (N_{calc}). Nous regroupons des essais sur plusieurs fluides, i.e. des dates, conditions ambiantes et corrélations sur ρ_L différentes. De ce fait, nous prenons en compte toutes les dérives thermiques et temporelles, et pouvons considérer (ρ_L, P_{og}) comme indépendantes.

Les écarts relevés restent inférieurs ou égaux à 6.6 cm. Nous pouvons donc majorer l'écart type sur le niveau par cette valeur. La mesure du point à saturation, qui fait intervenir P_{og} , est effectuée à des niveaux supérieurs ou égaux à 1.6 m. L'écart type relatif sur N obéit donc à :

$$\frac{\sigma_N}{N} \leq \frac{6.6 \cdot 10^{-2}}{1.6} \sim 4 \%$$

Nous pouvons donc écrire, vu l'indépendance de (ρ_L, P_{og}) :

$$\frac{\sigma_{P_{\text{og}}}}{P_{\text{og}}} \leq \frac{\sigma_N}{N} \leq 4 \%$$

Dès lors, Student montre qu'il existe une probabilité de 95 % de mesurer P_{og} avec une incertitude :

$$\delta_{P_{og}} = \pm 1.96 \left(\frac{\sigma_{P_{og}}}{\sqrt{n}} \right)$$

i.e. $\delta_{P_{og}} \sim \pm 10 \text{ mbar}$

III- SENSIBILITÉ DES PRESSIONS DIFFÉRENTIELLES

L'incertitude sur la mesure du flux massique (cf. B III.1.5 b) fait intervenir la sensibilité de trois capteurs de pression différentielle par l'intermédiaire du terme :

$$\frac{\frac{d}{dt} \left(\sum_{i=1}^3 \Delta P_i \right)}{\sum_{i=1}^3 \Delta P_i}$$

Nous pouvons majorer cette erreur liée à la sensibilité par la somme des sensibilités de chaque capteur.

Pour déterminer cette sensibilité, nous disposons d'un étalon qui est le dénivelé:

$$\text{Déniv} = \rho_L g H_{c_i} \quad i = [1,3] \text{ (cf. II de cette annexe)}$$

Le dénivelé mesuré est donné par:

$$\text{Déniv}_{\text{mes}} = \frac{\Delta P_i(t_1) - \Delta P_i(t_2)}{\rho_L g} \quad (\text{cf. figure. A1.2})$$

La sensibilité du capteur est alors donnée par :

$$s_i = \frac{\text{Déniv}}{\text{Déniv}_{\text{mes}}}$$

Nous regroupons encore une fois des essais avec des fluides différents, afin d'englober toutes les dérives thermiques et temporelles. Nous concluons que :

$$s_i \leq 0.3 \% \quad \forall i$$

Nous pouvons donc majorer l'incertitude sur G liée à la sensibilité des capteurs de pression différentielle par :

$$e_s \leq 1.0 \%$$

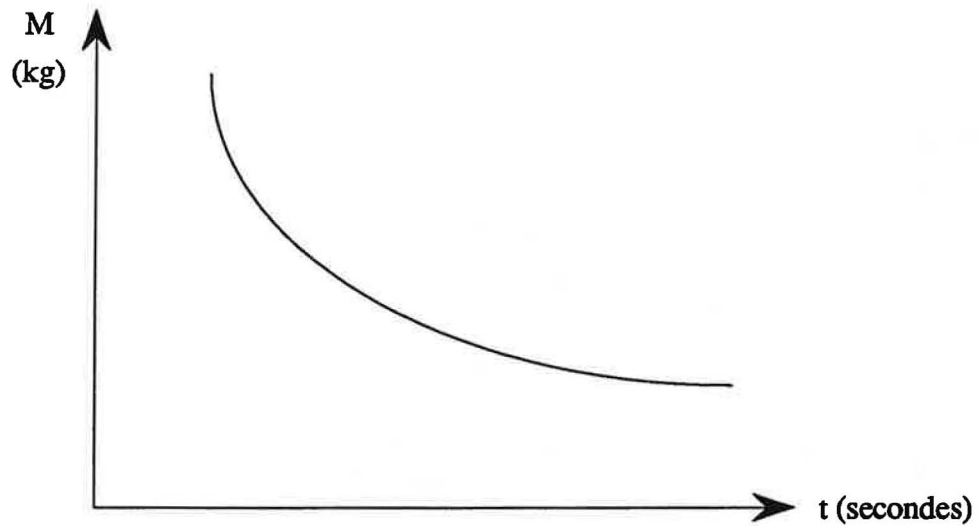
IV- PRESSIONS ABSOLUES : CARACTÉRISTIQUES

Capteurs	P _o	P _{gaz}
EM	0 - 50 bar	0 - 20 bar
Linéarité + Hystérésis	< ± 25 mbar	< ± 20 mbar
Dérive thermique du zéro	< ± 5 mbar/°C	idem P _o
Sensibilité	± 12.5 mbar	± 20 mbar
Dérive thermique de sensibilité	< ± 10 mbar/°C	< ± 4 mbar/°C
Erreur liée à la résistance 0.0032 %.EM	négligeable	négligeable
Dérive temporelle (6 mois)	< ± 125 mbar	< ± 50 mbar

Tableau A1.1: Caractéristiques des pressions absolues implantées sur le stockage.

V- LA THÉORIE DE STUDENT APPLIQUÉE À L'INTERPOLATION DE LA MASSE

Nous partons de l'évolution temporelle de la masse $M(t)$ de fluide dans la colonne d'essai:



Cette évolution est supposée obéir à: $M(t) = a + bt + ct^2 + \epsilon$, il vient alors pour n points :

$$\begin{pmatrix} M_0 \\ M_1 \\ \vdots \\ M_n \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & t_0 & t_0^2 \\ 1 & t_1 & t_1^2 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ 1 & t_n & t_n^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \\ c \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} \epsilon_0 \\ \epsilon_1 \\ \vdots \\ \epsilon_n \end{pmatrix}$$

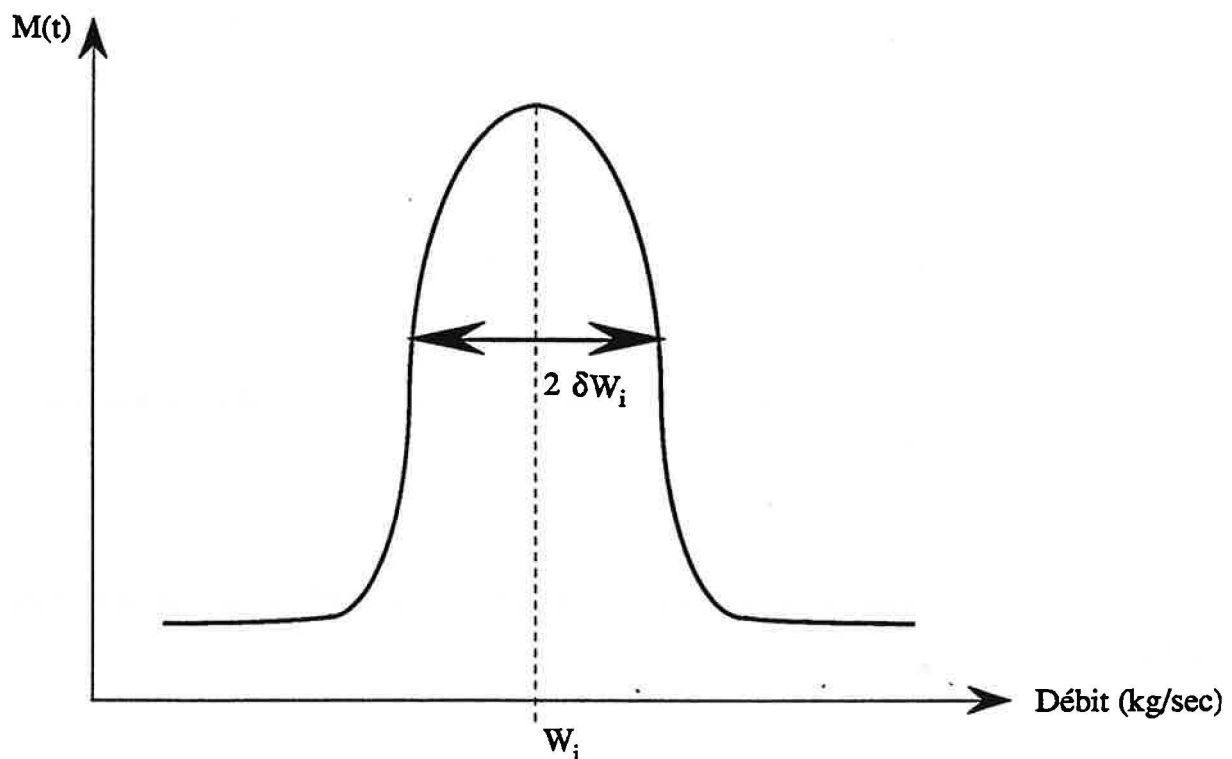
qui peut se mettre sous la forme : $Y = X.A + \epsilon$

Nous nous intéressons au débit, soit : $W = \frac{dM}{dt} = b + 2ct + \dot{\epsilon}$

Nous admettons les hypothèses de Gauss-Markov :

- l'espérance $E(\varepsilon_i) = 0$
- quelque soit i , $\text{var}(\varepsilon_i) = \sigma^2$ ($\sigma = \text{constante}$)
- $\text{cov}(\varepsilon_i, \varepsilon_j) = 0$ (ε_i et ε_j non corrélés)

Nous remarquons que les résidus sont supposés indépendants, donc répartis aléatoirement autour de zéro. En outre, ces hypothèses font que les débits se répartissent suivant une Gaussienne :



Selon ce schéma, W_i est compris dans un domaine infini. Cependant, les mesures tombent statistiquement plus à proximité de la valeur réelle de W_i , et si on augmente l'incertitude δW_i , on augmente la probabilité d'avoir une mesure sur $[W_i - \delta W_i, W_i + \delta W_i]$. Le coefficient de Student permet de relier cette probabilité et l'écart-type.

En ce qui nous concerne, nous nous fixons une probabilité de 98 % ce qui donne un coefficient de Student de 2.33 : nous pourrions dire que 98 % des mesures tombent dans $W_i \pm 2.33 \sigma_{W_i}$

Il est possible d'inverser cette démarche, et de dire que la valeur réelle a 98 % de chance de tomber sur la valeur estimée \hat{W}_i à $2.33 \hat{\sigma}_{W_i}$ près (avec $\hat{W}_i = \hat{a} + \hat{b}t_i + \hat{c}t_i^2$).

L'interpolation polynômiale des courbes expérimentales de la masse ($\hat{M}(t_i)$) donne \hat{W}_i , \hat{a} , \hat{b} , \hat{c} . Il faut encore calculer $\hat{\sigma}_{W_i}$, or :

$$\hat{\sigma}_{W_i} = \sqrt{\text{var}(\hat{W}_i)} = \sqrt{\text{var}(\hat{b}) + 2t_i \text{cov}(\hat{b}, \hat{c}) + 4t_i^2 \text{var}(\hat{c})}$$

et :

$$({}^tX.X)^{-1} \cdot \sigma_{\varepsilon_i}^2 = \begin{pmatrix} \text{cov}(\hat{a}) & \text{cov}(\hat{a}, \hat{b}) & \text{cov}(\hat{a}, \hat{c}) \\ \text{cov}(\hat{a}, \hat{b}) & \text{var}(\hat{b}) & \text{cov}(\hat{b}, \hat{c}) \\ \text{cov}(\hat{a}, \hat{c}) & \text{cov}(\hat{b}, \hat{c}) & \text{var}(\hat{c}) \end{pmatrix}$$

X = matrice donnée au début de cette annexe

$$\hat{\sigma}_{\varepsilon_i}^2 = \frac{1}{n-3} \sum_i [\hat{M}(t_i) - \hat{a} - \hat{b}t_i - \hat{c}t_i^2]^2 \quad (n \text{ est le nombre de points expérimentaux})$$

ANNEXE II

TENDANCE DES FLUIDES À NUCLÉER DANS LA COLONNE D'ESSAI

Dans la colonne d'essais, le fluide est supposé stagnant. Cela est justifié par un rapport entre la surface de la colonne et de la conduite important (~ 4000).

La génération de vapeur va être liée à la nucléation aux parois. Nous nous reportons aux études sur l'autovaporisation (cf. A III.1), et voyons que la fréquence et le rayon de départ des bulles doivent être connus.

En ce qui concerne la fréquence de départ, qui dépend essentiellement de la thermique, nous pouvons reprendre l'expression de Yan [Y1]. Cependant, elle fait intervenir le degré de surchauffe du fluide que nous ne mesurons pas.

L'objectif est de savoir quels fluides nucléent le plus facilement, lorsqu'ils sont soumis à des perturbations identiques. Dans notre cas, ce sera la détente qui engendrera la nucléation. De ce fait, nous fixons arbitrairement :

$$\Delta P_{\text{sat}} = 100 \text{ mbar} \Rightarrow T_L - T_{\text{sat}}(P_L) = \frac{10\,000}{\frac{dP}{dT}} \quad (\text{Kelvins})$$

En ce qui concerne le rayon de départ, la corrélation de Shin-Jones [S1] ne peut être reprise, car elle a été établie pour les écoulements. Nous proposons donc la corrélation de Cole-Rohsenow [R2], classique pour le "pool-boiling" :

$$2 \frac{\frac{R_d}{T}}{\sqrt{g(P_L - P_G)}} = K \left(\frac{P_L C_{P_L} T_{\text{sat}}(P_L)}{P_G h_{LG}} \right)^{5/4}$$

$$\text{avec } \begin{cases} K = 1.5 \cdot 10^{-4} & \text{pour l'eau} \\ K = 4.65 \cdot 10^{-4} & \text{pour les autres fluides} \end{cases}$$

Nous obtenons pour chaque fluide les taux de nucléation (J) suivants :

	eau	R11	Méthanol	Acétate d'éthyle	Butane
$J_{\text{nucléation}} \times 10^{-9}$	[3.9, 15.8]	[0.02, 3.3]	[0.13, 9]	[0.65, 5.6]	[0.01, 0.8]

Tableau A2.1: Comparaison de la nucléation pour une faible chute de pression pour les fluides utilisés.

Les résultats du tableau A2.1 sont à prendre avec prudence, en raison de nombreuses corrélations possibles exprimant le taux de nucléation, et des résultats différents qu'elles peuvent amener [V5].

En dépit de ces réserves, il semble que la nucléation soit favorisée pour l'eau et que le butane soit le produit ayant le plus de difficultés à nucléer.

ANNEXE III

MODÉLISATION DE L'ÉCOULEMENT

I- CRITICITÉ

Nous partons du fait que le débit critique est le débit maximum dans une configuration possible d'écoulement (cf. A IV.2). Un algorithme, très proche de la procédure "PIF" (Yan [Y1]), est développé pour connaître le débit critique :

1. nous fixons le débit initial W_0
2. l'écoulement est intégré pas à pas en contrôlant Δ
3. si ($\Delta = 0$) avant la sortie ($z_c = z_{imp} < L$), W_0 est réduit
4. si ($\Delta \neq 0$) sur toute la longueur ($z_c = z_{poss} > L$), W_0 est augmenté
5. Le débit critique est obtenu lorsque:

$$\frac{|z_{imp} - z_{poss}|}{z_{poss}} < \varepsilon$$

II- HEM

II.1- MATRICE PRINCIPALE

Le système est de la forme (cf. A IV.3.3):

$$(B_{ij}) \begin{pmatrix} \frac{dv}{dz} \\ \frac{du}{dz} \\ \frac{dT}{dz} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \frac{-u}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{P_w \tau}{A} \\ \frac{P_w \tau}{A} \end{pmatrix}$$

La matrice principale associée s'écrit:

$$[B_{ij}] = \begin{bmatrix} -\frac{u}{v^2} & \frac{1}{v} & 0 \\ 0 & \frac{u}{v} & \frac{dP_{sat}}{dT} \\ \frac{1}{v} \left(\frac{\partial h}{\partial v} \right)_T & \frac{1}{v} \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_v - \frac{dP_{sat}}{dT} & 0 \end{bmatrix}$$

avec :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial h}{\partial v} \right)_T = \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \\ \left(\frac{\partial h}{\partial T} \right)_v = - \frac{h_{LG}}{v_{LG}} \left(x \cdot \frac{dv_G}{dT} + (1-x) \frac{dv_L}{dT} \right) + \frac{dh_L}{dT} + x \frac{dh_{LG}}{dT} \end{cases}$$

où interviennent :

$$\begin{cases} \left(\frac{\partial x}{\partial v} \right)_T = \frac{1}{v_{LG}} \\ \left(\frac{\partial x}{\partial T} \right)_v = \frac{1}{v_{LG}} \frac{dv_L}{dT} - \frac{v - v_L}{v_{LG}^2} \frac{dv_{LG}}{dT} \end{cases}$$

II.2- TERMES DE DROITE: MODÉLISATION DE L'ENTRÉE

Notre conduite de vidange est cylindrique et horizontale. La description de cette conduite et de son raccordement est donnée au B II.3. La figure A3.1 ci-dessous est moins détaillée, mais elle permet de mieux comprendre ce que nous appelons l'amont et l'entrée.

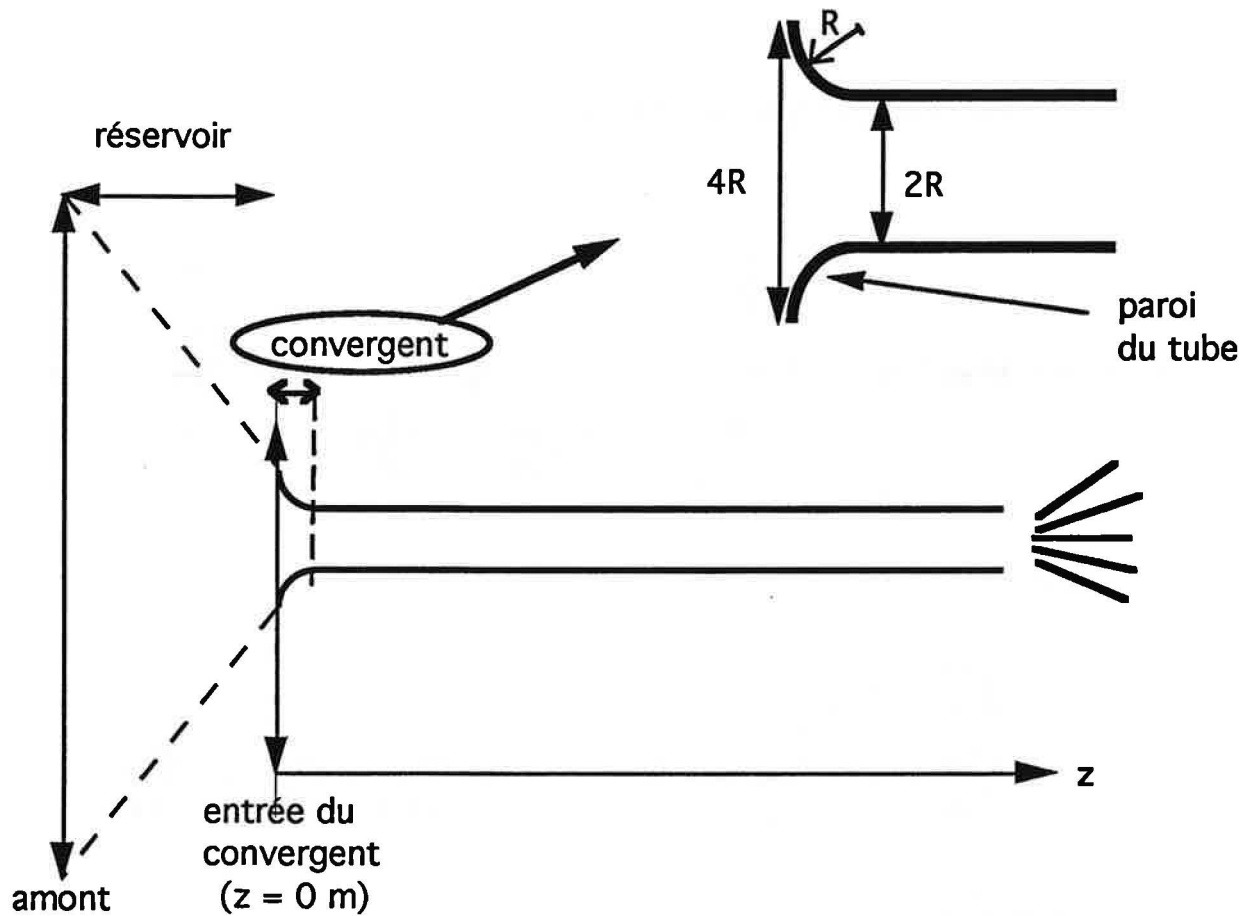


Figure A3.1: Schéma de l'entrée de la conduite

L'amont se réfère au fluide contenu dans le réservoir d'alimentation au droit de la conduite (indice 0, cf. figure B III.1.1). Le fluide en amont est donc à saturation ($x_0=0$) et stagnant ($u_0=0$ m/s).

L'entrée de la conduite correspond à l'endroit où le fluide entre dans la ligne de décharge (abscisse $z=0$ m). Entre l'amont et l'entrée, le fluide subit donc une certaine accélération.

Comme nous le voyons, un convergent a été usiné sur une longueur R de notre ligne de décharge (figure A3.1). Notre objectif est de rendre la perte locale de pression due à la contraction négligeable. C'est pourquoi l'entrée de notre conduite est dite "arrondie". Autrement dit, la veine est "moulée" (orifice parfaitement évasé).

La présence d'un convergent implique une valeur non nulle de dA/dz tant que $z \leq R$. La géométrie de ce convergent est connue (figure A3.1), ce qui nous permet de calculer (A , dA/dz) en fonction de l'abscisse:

a) - Pour $z \in [0; 4 \text{ mm}]$:

$$A(z) = \Pi r^2(z)$$

$$\text{avec : } r(z) = 2R - \sqrt{R^2 - (z - R)^2}$$

$$\text{donc : } \frac{dA}{dz} = 2\Pi \cdot r(z) \frac{dr}{dz}$$

$$\text{b) - Dans le tube } (z > 4 \text{ mm}), \begin{cases} A = \Pi R^2 \\ dA/dz = 0 \end{cases}$$

Dans le réservoir d'alimentation et dans le convergent ($z \leq R$), nous prenons en compte la perte de charge due à l'accélération. En revanche, nous négligeons l'influence d'éventuels frottements ($\tau=0$). Au-delà ($z > R$), nous utilisons la loi de Baroczy-Chisholm pour exprimer τ .

Ce qui précède reste valable pour les autres modèles présentés dans cette annexe (DEM et HRM).

Dans le cas du modèle HEM, la perte de charge entre l'amont et l'entrée implique un titre en amont non nul à l'entrée ($x_{\text{entrée}} \neq 0$). En effet, le fluide doit se vaporiser pour respecter l'équilibre thermodynamique. C'est pourquoi le programme commence le calcul à partir de l'amont où la vitesse est supposée nulle.

III- MODÈLE DEM

III.1- MATRICE PRINCIPALE

Le système relatif à ce modèle est (cf. A IV.5.2):

$$(B_{ij}) \begin{bmatrix} \frac{du}{dz} \\ \frac{dT_G}{dz} \\ \frac{dv}{dz} \\ \frac{dS}{dz} \\ \frac{dy}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-u}{A} \frac{dA}{dz} \\ -\frac{P_w}{A} \tau \\ 0 \\ \frac{\Delta es}{\dot{M}} \\ f \end{bmatrix}$$

La matrice principale associée est:

$$[B_{ij}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -\frac{u}{v} & 0 & 0 \\ \frac{u}{v} & \frac{dP_{sat}}{dT_G}(T_G) & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \left(\frac{\partial v}{\partial T_G}\right) & -1 & \left(\frac{\partial v}{\partial s}\right) & \left(\frac{\partial v}{\partial y}\right) \\ 0 & 0 & 0 & 1 & -\frac{\Delta is}{\dot{M}} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 1 \end{bmatrix}$$

Avec :

$$\left(\frac{\partial v}{\partial s}\right) = \frac{v_{LG}}{s_{LG}}$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial y}\right) = v_L - v_{LM} + \frac{v_{LG}}{s_{LG}} (s_{LM} - s_L)$$

$$\left(\frac{\partial v}{\partial T_G}\right)_s = y \left\{ x \frac{dv_G}{dT_G} + (1-x) \frac{dv_L}{dT_G} - \frac{v_{LG}}{s_{LG}} \left(x \frac{ds_G}{dT_G} + (1-x) \frac{ds_L}{dT_G} \right) \right\}$$

$$\frac{-\Delta_{is}}{\dot{M}} = -C_{PL} (T_{LM}) \left[\ln \left(\frac{T_G}{T_{LM}} \right) + T_{LM} \cdot \left(\frac{1}{T_G} - \frac{1}{T_{LM}} \right) \right]$$

$$\frac{\Delta_{es}}{\dot{M}} = \frac{P_w}{A} \tau \frac{v}{T_{LM}}$$

Où les indices: LM = liquide métastable (à T_{LM})
 G, L = gaz et liquide à saturation (à T_G)

III.2- TERMES DE DROITE: MODÉLISATION DE L'ENTRÉE

La définition de l'amont et de l'entrée, ainsi que les expressions de (τ , A , dA/dz) sont les mêmes que pour HEM (cf. II.2 de cette annexe). La modélisation de la criticité (cf. I de cette annexe) nous amène à fixer le débit en amont (W_0). Ce débit se conserve tout au long de l'écoulement.

Entre l'amont et l'entrée le fluide est accéléré. Conformément à la démarche proposée par J.M. Seynhaeve [S5], le fluide est supposé métastable lors de cette mise en vitesse. Autrement dit, le titre à l'entrée est nul ($x_{\text{entrée}}=y_{\text{entrée}}=0$). En revanche, cette accélération induit une perte de charge et:

$$P_{\text{entrée}} = P_0 - u_e^2 / (2 v_{L0})$$

...où la vitesse à l'entrée est calculée avec la section de passage à l'entrée ($z=0$ m) et le débit en amont. Dans l'entrée "arrondie", nous considérons qu'il n'y a ni contraction ni frottements. Le programme débute le calcul au niveau de l'entrée de la conduite. Ce raisonnement est utilisé aussi pour HRM.

IV- MODÈLE HRM

Pour ce modèle, le système d'équation est (cf C IV.5.1):

$$(B_{ij}) \begin{bmatrix} \frac{dT_L}{dz} \\ \frac{dT_G}{dz} \\ \frac{dx}{dz} \\ \frac{du}{dz} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \frac{-u}{A} \frac{dA}{dz} \\ \frac{x-x_{eq}}{\theta_x} \\ -\frac{P_w}{A} \tau \\ \frac{P_w}{A} \tau \end{bmatrix}$$

Les coefficients de la matrice principale s'écrivent:

$$B_{11} = -\frac{u}{v} (1 - x) \frac{dv_L}{dT_L} (T_L)$$

$$B_{12} = -\frac{u}{v} x \frac{dv_G}{dT_G} (T_G)$$

$$B_{13} = -\frac{u}{v} (v_G (T_G) - v_L (T_L))$$

$$B_{14} = 1$$

$$B_{21} = B_{22} = B_{24} = B_{33} = B_{31} = B_{44} = 0$$

$$B_{23} = u$$

$$B_{32} = \frac{dP_{sat}}{dT_G} (T_G)$$

$$B_{34} = \frac{u}{v}$$

$$B_{41} = \frac{1-x}{v} \frac{dh_L}{dT_L} (T_L)$$

$$B_{42} = \frac{x}{v} \frac{dh_G}{dT_G} (T_G) - \frac{dP_{sat}}{dT_G} (T_G)$$

$$B_{43} = \frac{1}{v} (h_G (T_G) - h_L (T_L))$$

Les termes de droites (τ , A , dA/dz) obéissent aux expressions données au II.2 de cette annexe. Les conditions d'entrées sont obtenues de manière analogue à DEM (cf. III.2 de cette annexe).

ANNEXE IV

EVALUATION DE LA PRESSION PARTIELLE RÉSIDUELLE D'INERTE DANS LA COLONNE D'ESSAIS APRÈS UNE PURGE

Pour les essais initialement à saturation, la méthode différentielle nécessite une purge de l'air ou de l'azote présents dans le ciel gazeux de la colonne d'essai (cf. C II.1). Cette opération s'effectue après un remplissage.

Pendant la purge, le bilan molaire en azote (ou air) dans le ciel gazeux s'écrit :

$$\frac{d}{dt} (n C_{N_2}) = - D C_{N_2}$$

où:

n = nombre de moles de N_2 dans le ciel gazeux

C_{N_2} = concentration molaire de N_2 dans le ciel gazeux

D = débit molaire évacué par la purge

Une fois le régime établi, la pression du ciel gazeux varie peu au cours d'une purge. Nous supposons de ce fait :

$$n = \text{constante} \Rightarrow C_{N_2} = C_{N_2}^i e^{-\left(\frac{D}{n}\right) \Delta t}$$

avec: $C_{N_2}^i$ = concentration molaire initiale de N_2

L'objectif est d'obtenir une pression partielle résiduelle d'azote (ou d'air) de quelques millibars.

a) Avec l'eau ou le R11, la pression partielle d'inerte avant remplissage est d'environ 1 bar. Après un remplissage aux 3/4, elle est d'environ 4 bar. Il faut la réduire d'un facteur 1000 pour remplir notre objectif. Il vient :

$$\frac{C_{N_2}}{C_{N_2}^i} = \frac{1}{1000} \Rightarrow \frac{D}{n} \Delta t \sim 7$$

Il faut évacuer 7 fois le volume du ciel gazeux au cours de la purge.

b) Avec le méthanol et l'acétate d'éthyle, l'utilisation de la pompe à vide réduit la pression partielle d'azote à 0.3 bar environ. Après remplissage aux 3/4, on l'évalue donc à 1.2 bar, et il faut la réduire d'un facteur 300 environ:

$$\frac{C_{N_2}}{C_{N_2}^i} = \frac{1}{300} \Rightarrow \frac{D}{n} \Delta t \sim 6$$

Il faut évacuer pour cela 6 fois le volume du ciel gazeux.

c) Avec le butane pur et le butane commercial, l'utilisation de la pompe à vide vaporiserait tout le liquide restant dans la colonne d'essai. Avant le remplissage, nous attendons que la colonne soit à environ 30°C. A l'aide de la purge, la pression de la colonne est fixée à une valeur comprise entre 4 et 4.5 bar. Compte-tenu de la pression d'équilibre du butane, on peut estimer la pression partielle d'azote à moins de 2 bar. Après remplissage aux 3/4, elle est donc de moins de 8 bar. Il faut la réduire d'un facteur 2000 :

$$\frac{C_{N_2}}{C_{N_2}^i} = \frac{1}{2000} \Rightarrow \frac{D}{n} \Delta t \sim 8$$

Il faut évacuer pour cela 8 fois le volume du ciel gazeux.

Conclusion

Quand nous purgeons la colonne d'essais, nous vérifions avoir vaporisé plus de 30 cm de liquide. Ainsi, plus de 10 fois le volume du ciel gazeux a été évacué. Compte-tenu de ce qui précède, c'est largement suffisant pour considérer la pression partielle résiduelle d'inerte inférieure à 4 mbar.

Le calcul montre qu'augmenter beaucoup le temps de purge baisse très peu ce seuil de 4 mbar.

ANNEXE V

RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX

Cette annexe présente les valeurs du flux massique critique et des pressions dans la conduite mesurées pour les différents fluides initialement à saturation. L'objectif est de donner au lecteur une base de données utile à la validation de ses modèles.

Nous rappelons que les mesures de pression dans le tube sont sujettes à caution.

Caractéristiques du tube de vidange

Inox 316L, $D = 8 \text{ mm}$, $L = 535 \text{ mm}$

Rugosité $\varepsilon = 2.10^{-6}$

Entrée à bord arrondi (cf. figure A3.1, annexe III)

Abscisse des capteurs :

$z_1 = 35 \text{ mm}$; $z_2 = 385 \text{ mm}$; $z_3 = 455 \text{ mm}$; $z_4 = 505 \text{ mm}$; $z_5 = 532.5 \text{ mm}$

Fluide	P ₀ (bar)	G (kg/(m ² .s))	Pc ₁ (bar)	Pc ₂ (bar)	Pc ₃ (bar)	Pc ₄ (bar)	Pc ₅ (bar)
Eau	2.10	3945	1.99	1.82	1.8	1.71	1.52
	2.38	4150	2.34	2.15	2.12	1.965	1.76
	3.11	4700	2.91	2.68	2.64	2.5	2.22
	3.49	5300	3.35	3.11	3.06	2.86	2.58
	3.94	5430	3.83	3.565	3.51	3.28	2.92
R11	2.14	5990	2.05	1.92	1.9	1.77	1.57
	3.14	6900	2.97	2.88	2.79	2.64	2.28
	4.14	7580	4.01	3.76	3.72	3.44	3.02
	5.29	8120	5.16	4.8	4.7	4.31	3.77
	6.07	8490	5.83	5.46	5.33	4.95	4.25
	7.4	9410	7.15	6.62	6.42	5.97	5.07
	8.43	9600	8.07	7.17	7.44	6.72	5.58
	9.3	10310	8.87	8.18	7.91	7.41	6.23
	10.7	11020	10.35	9.36	9.04	8.31	6.95
Méthanol	2.56	4700	2.37	2.26	2.17	2.08	1.75
	3.1	4995	2.88	2.76	2.64	2.51	2.12
	4.08	5830	3.79	3.64	3.49	3.29	2.78
	4.94	6355	4.59	4.41	4.2	3.97	3.38
	6.54	7180	6.14	5.89	5.64	5.34	4.56
	7.86	7820	7.39	7.15	6.75	6.42	5.5
	9.2	7654	--	--	--	--	--
Acétate d'éthyle	2.44	4606	2.26	2.18	2.10	2.03	1.75
	2.9	4710	2.69	2.59	2.50	2.41	2.08
	3.31	5155	3.1	3.00	2.89	2.77	2.38
	3.9	5565	3.64	3.50	3.39	3.25	2.80
	4.46	5964	4.18	4.04	3.89	3.74	3.25
	5.15	6000	4.86	4.70	4.52	4.31	3.81
	5.22	6142	4.91	4.75	4.57	4.41	3.84
	6.21	6285	5.875	5.70	5.47	5.28	4.61
Butane	2.87	4140	2.77	2.57	2.47	2.30	2.03
	4.21	4670	3.97	3.83	3.67	3.52	3.05
	6.05	5026	5.78	5.59	5.30	5.09	4.41
	7.25	5415	6.97	6.62	6.23	6.00	5.15
	8.05	5210	7.72	7.30	6.80	6.54	5.50
	9.2	5655	8.8	8.22	7.67	7.25	6.10
	10.86	6145	10.37	9.60	8.94	8.40	7.10

ANNEXE VI

ANALYSE DU BUTANE COMMERCIAL

Les analyses faites par le laboratoire Shell de Rouen ont donné les résultats suivants:

RAPPORT D'ANALYSE

ECHANTILLON : BUTANE COMMERCIAL

CLIENT OU ORIGINE : GAZLIQ - ECOLE DES MINES DE ST ETIENNE

REFERENCE INTERNE GCBE/2 : RV 97/96

PR: 11:10 NOV 12, 1996

ANALYSE DE LA PHASE LIQUIDE

COMPOSITION %	PONDERALE	MOLAIRE	VOLUMIQUE
ETHANE+ETHENE	0.00	0.00	0.00
PROPANE	.56	.73	.64
PROPENE	.02	.03	.02
ISOBUTANE	20.61	20.47	21.42
NORMAL BUTANE	56.47	56.08	56.49
ISO+1 BUTENE	9.88	10.16	9.62
TRANS 2 BUTENE	6.60	6.79	6.33
CIS 2 BUTENE	4.50	4.63	4.20
1-3 BUTADIENE	.09	.09	.09
ISO PENTANE	1.21	.97	1.13
NORMAL PENTANE	.06	.05	.06

ANNEXE VII

CRITERES DE SELECTION

Cette annexe présente la manière de définir et d'utiliser nos critères pour la sélection des fluides. Nos résultats expérimentaux montrent qu'un raisonnement à partir de la loi des états correspondants est pertinent. Cela réduit l'intérêt des critères présentés ici.

I- ÉTABLISSEMENT DES CRITÈRES

A chaque phénomène, nous associons un nombre minimal de critères si possible adimensionnels.

I.1- LE GLISSEMENT

La conduite est horizontale et de ce fait on ne tient pas compte de la pesanteur pour le glissement. L'écart des vitesses entre chaque phase a pour origine la plus forte accélération de la phase la moins dense. On peut représenter ce phénomène par le ratio des densités de chaque phase. Ceci est confirmé par la littérature (Fauske [F3], Moody [M1], Yan [Y1] qui cite Fritte).

Le premier critère sera :

$$A_1 = \frac{\rho_G}{\rho_L}$$

I 2- LES FROTTEMENTS

Selon Chisholm [C4], le modèle homogène est au moins aussi précis que la plupart des corrélations existantes. L'avantage de ce modèle est sa grande simplicité. Le nombre de Reynolds s'impose en critère de comparaison, et notre deuxième critère de sélection devient:

$$A_2 = Re = \frac{GD}{\mu_m}$$

Nos écoulements présenteront des forts nombres de Reynolds, et les frottements ne seront donc vraisemblablement pas très différents d'un fluide à l'autre, malgré des écarts sur A_2 . C'est pourquoi ce critère sera finalement mis en retrait par rapports aux autres.

I.3 - LA VAPORISATION

I.3.1- Hors équilibre

Comme nous l'avons déjà évoqué dans la bibliographie (cf A III.1), la vaporisation englobe des phénomènes complexes tels que la nucléation, le grossissement des bulles, ... On peut notamment la relier aux transferts de chaleur entre les phases [V3]. A ce propos, la corrélation de Chen [C5] apparaît être une des meilleures possibles pour exprimer le coefficient de transferts H dans notre cas [H1, C2]. De plus, elle convient à un grand nombre de fluides, ce qui la rend très intéressante comme outil de sélection.

La forme initiale de la corrélation de Chen est (cf A III.1.3):

$$H = A F + B S$$

où (A, B) expriment respectivement les effets microscopiques de la convection associés à la nucléation et au grossissement des bulles, et macroscopiques de la convection. (F, S) sont des coefficients adimensionnels fonctions des conditions d'essai (débit, géométrie, propriétés thermodynamiques...) tenant respectivement compte du fait que l'écoulement est diphasique, et que la convection diminue l'épaisseur de la couche limite thermique à la paroi.

Sans se préoccuper de (F, S) , deux critères de sélection sont développés à partir de (A, B) . La première difficulté vient du fait qu'ils ne sont pas calculables sous leur forme originelle.

Chen suppose que la paroi est chauffante. Son extrapolation au cas d'un liquide métastable et d'une paroi adiabatique est admise. La surchauffe du liquide est donc représentée par $(T_L - T_{\text{sat}}(P))$ et non plus $(T_w - T_{\text{sat}}(P))$ dans l'expression de A . De même, $(P_{\text{sat}}(T_w) - P)$ devient $(P_{\text{sat}}(T_L) - P)$.

Notre objectif est de savoir si des fluides, soumis à une même perturbation, ont une cinétique de vaporisation comparable. L'origine de la surchauffe est la détente subie tout au long de la conduite. Soumettre le fluide à une perturbation identique revient donc à fixer $(P_{\text{sat}}(T_L) - P)$. La valeur retenue est 20 mbar, et correspond à la chute moyenne de pression enregistrée au déclenchement d'une vidange, pour l'eau et en amont de la conduite.

Le coefficient B fait intervenir le flux massique auquel nous n'avons pas accès avant un essai. Des fluides présentant des flux massiques calculés avec le modèle IHE très différents, sont supposés conserver cette tendance dans la réalité. G est alors remplacé par G_{IHE} .

Il nous faut encore adimensionner la corrélation de Chen en exprimant le Nusselt correspondant. Il vient:

$$A_3 = \frac{A D}{K_L} = \frac{2,26 D C_{Pl}^{0,45} \rho_L^{0,49}}{K_L^{0,21} \sigma^{0,5} \mu_L^{0,29} h_{LG}^{0,24} \rho_G^{0,24}} \left(\frac{dP}{dT} \Big|_{sat} \right)^{0,24}$$

et :

$$A_4 = \frac{B D}{K_L} = 0,023 \left(\frac{G_{IHE} D}{\mu_L} \right)^{0,8} \left(\frac{C_{Pl} \mu_L}{K_L} \right)^{0,4}$$

I.3.2- À l'équilibre

Les critères (A_3 , A_4) expriment le fait que la vaporisation est limitée par les transferts thermiques. Cependant, si l'on suppose les cinétiques de transfert rapides, alors les deux phases sont en équilibre et les aspects thermodynamiques deviennent prépondérants.

Un cas où seuls les aspects thermodynamiques influencent l'écoulement critique est donc considéré. Une telle situation correspond au modèle IHE (cf. A IV.3.1). Etant donné que notre mesure principale est le flux massique critique, nous choisissons :

$$A_5 = G_{IHE}$$

II- CHOIX DES FLUIDES

II.1 - PREMIÈRE SÉLECTION ET VALEURS DES CRITÈRES

Compte tenu des démarches et risques inhérents aux fluides toxiques, nous nous limiterons aux fluides inflammables, faiblement toxiques et aux frigorigènes. Nous ajouterons évidemment l'eau à cette liste, car elle a été utilisée dans la majorité des campagnes expérimentales.

Les possibilités de notre installation sont les suivantes : une température comprise entre l'ambiante et 150°C, et une pression inférieure ou égale à 14.5 bars absolus. Le

nombre de fluides compatibles, c'est-à-dire dont les pressions et températures d'ébullition sont comprises dans ce domaine d'étude, est alors limité (une trentaine).

Les nouvelles lois concernant l'usage de certains frigorigènes réduisent ce choix à une vingtaine de fluides (des hydrocarbures essentiellement, l'éthanol, le méthanol, le R11, l'acétate d'éthyle, le chloroforme, ...). Encore une fois, des difficultés techniques et légales nous font préférer le méthanol à l'éthanol.

Par la suite, un échantillon de 8 fluides est étudié, parmi lesquels se trouvent les cinq finalement retenus. Ce nombre restreint permet d'alléger les différents tableaux et raisonnements, et d'être plus clair sur la méthode de sélection.

Bien entendu, les arguments évoqués pour écarter ou conserver tel ou tel fluide sont exactement les mêmes pour les 8 fluides présentés, que pour les vingt du départ.

Les valeurs de ces critères sont calculées aux bornes du domaine d'utilisation des fluides envisagés (en pression ou température). Les données thermodynamiques nécessaires à ces calculs sont issues de Daubert et Danner [D1], du Perry [P2] et quelquefois des fascicules fournis par les fabricants. Lorsque cela était possible, nous avons comparé ces données entre elles pour les valider.

Les critères (A_i) ne donnent qu'une information qualitative, et prendre en compte leur valeur absolue serait source d'erreurs. C'est pourquoi le tableau (A7.1) ci-dessous donne les tendances observées pour ces 8 fluides.

Critère	A1	A2	A3	A4	A5
Fluide					
Heptane	+	Ø	+	+	Ø
Butane	+	+	+	+	Ø
Propane	+	+	+	+	Ø
R11	+	+	Ø	+	+
Acétate d'éthyle	Ø	+	+	Ø	Ø
Chloroforme	Ø	Ø	Ø	Ø	+
Méthanol	-	Ø	Ø	Ø	Ø
Eau	-	Ø	-	-	Ø

Tableau A7.1: tendances observées

+ : au-dessus du lot

Ø : dans la moyenne

- : en-dessous du lot

II.2- SÉLECTION FINALE

Nous voulons sélectionner les fluides qui, une fois comparés entre eux, nous permettront de dégager l'influence de tel ou tel phénomène. Il serait en particulier hasardeux de prendre les extremums pour chaque critère, indépendamment des autres critères, car nous risquerions de faire varier tous les paramètres simultanément.

Les comparaisons possibles sont répertoriées dans le tableau (A7.2) ci-dessous:

Critères comparés	Heptane	Butane	Propane	R11	Ethyl-acétate	Chloroforme	Méthanol	Eau
Heptane	Ø	2	2	3, 5, 2	1, 4, 2	1, 3, 4, 5	1, 3, 4	1, 3, 4
Butane		Ø	Ø	3, 5	1, 4	1, 2, 3, 4, 5	1, 2, 3, 4	1, 2, 3, 4
Propane			Ø	3, 5	1, 4	1, 2, 3, 4, 5	1, 2, 3, 4	1, 2, 3, 4
R11				Ø	1, 3, 4, 5	1, 2, 4	1, 2, 4, 5	1, 2, 3, 4
Acétate d'éthyle					Ø	2, 3, 5	1, 2, 3	1, 2, 3, 4
Chloroforme						Ø	1, 5	1, 3, 4
Méthanol							Ø	3, 4
Eau								Ø

Tableau A7.2: Comparaisons possibles entre les fluides

1, 3, 4 : A_1, A_3, A_4 sont différents entre les deux fluides comparés

Ø : pas de comparaison possible

Nous voyons qu'il est impossible de dégager l'influence d'un seul phénomène, compte-tenu des fluides envisageables. Il nous faut donc choisir les fluides qui font ressortir un nombre minimum d'influences.

Tout d'abord, A₂ aura une importance très faible en tant que critère de comparaison (cf. I.2 de cette annexe). Il sera noté entre guillemets ("2") pour rappeler qu'il est bien en retrait par rapport aux autres. Ensuite, le propane n'apporte rien de plus que le butane, et son domaine d'étude est restreint. L'heptane ne permet également pas de réaliser beaucoup d'essais, tout en étant très cher. Par rapport au butane, l'heptane ne fait en outre ressortir que A₂, ce qui relativise beaucoup son intérêt.

Nous garderons par conséquent le butane, le méthanol, l'acétate d'éthyle, le chloroforme, le R11 et bien sûr l'eau. Seul le chloroforme est problématique en raison de sa relative toxicité.

En récapitulant les comparaisons possibles avec cette liste, il vient (les encadrés signifient qu'on a un minimum de paramètres, c'est-à-dire un couple de fluides intéressants) :

*** Butane avec :**

R11	=	3, 5
Acétate d'éthyle	=	1, 4
Méthanol	=	1, "2", 3, 4
Eau	=	1, "2", 3, 4
Chloroforme	=	1, "2", 3, 4, 5

*** R11 avec :**

Acétate d'éthyle	=	1, 3, 4, 5
Méthanol	=	1, "2", 3, 4, 5
Eau	=	1, "2", 3, 4
Chloroforme	=	1, "2", 4 idem Butane avec acétate d'éthyle

*** Acétate d'éthyle avec :**

Méthanol	=	1, "2", 3
Eau	=	1, "2", 3, 4
Chloroforme	=	"2", 3, 5 idem Butane avec R11

*** Méthanol avec :**

Eau	=	3, 4
Chloroforme	=	1, 5 intérêt ?

*** Chloroforme avec :**

Eau = 1, 3, 4

Il apparaît que le chloroforme apporte peu de choses. Il est donc finalement rayé de la liste définitive.

Pour terminer, nous ajoutons le butane commercial. En effet, si tester des fluides purs permet de mieux discerner les différents phénomènes, nous ne sommes pas sûrs de l'extrapolation des résultats aux mélanges couramment utilisés.

En théorie, la réponse est positive puisque les propriétés thermodynamiques de ces mélanges sont calculables. Pourtant, des éléments encore mal maîtrisés peuvent modifier le débit de fuite à saturation. C'est pourquoi nous comparerons les butanes pur et commercial sur quelques points à saturation.

III- CONCLUSIONS

Nos critères de sélection permettent de choisir six fluides: l'eau, le R11, le méthanol, l'acétate d'éthyle, le butane et le butane commercial.

Il faut toutefois se rappeler que ces critères sont sujets à caution en raison des simplifications nécessaires à leur calcul avant un essai, mais également de nos résultats expérimentaux adimensionnés (cf. D I).

ANNEXE VIII

PRODUITS HORS PLAGE EXPÉRIMENTALE

Cette annexe donne la liste des produits dont la valeur du coefficient acentrique de Pitzer et/ou du moment dipolaire n'est pas compatible avec notre plage expérimentale.

Cette liste est issue du Daubert et Danner [D1], c'est pourquoi les dénominations sont anglaises. Par souci de clarté, nous ajoutons la formule chimique du produit concerné.

Hydrogen Bromide	=	Br H	Diethylene Glycol	=	C ₄ H ₁₀ O ₃
Bromine	=	Br 2	Furfural	=	C ₅ H ₄ O ₂
Methyl Bromide	=	CH ₃ Br	Nitrobenzene	=	C ₆ H ₅ NO ₂
Hydrogen Cyanine	=	CHN	Cyclo hexanone	=	C ₆ H ₁₀ O
Methane	=	CH ₄	Adipic Acid	=	C ₆ H ₁₀ O ₄
Ethane	=	C ₂ H ₆	Epsilon-Caprolactan	=	C ₆ H ₁₁ NO
Ethanal	=	C ₂ H ₄ O	Methyl Isobutyl Ketone	=	C ₆ H ₁₂ O
Acetonitrile	=	C ₂ H ₃ N	Triethylene Glycol	=	C ₆ H ₁₄ O ₄
Oxyde de carbone	=	CO	Sorbitol	=	C ₆ H ₁₄ O ₆
Ethylene	=	C ₂ H ₄	Triethanolamine	=	C ₆ H ₁₅ NO ₃
Glycolic Acid	=	C ₂ H ₄ O ₃	Salicylic Acid	=	C ₇ H ₆ O ₃
Acrylonitrile	=	C ₃ H ₃ N	Phthalic Anhydride	=	C ₈ H ₄ O ₃
Acetone	=	C ₃ H ₆ O	Terephthalic Acid	=	C ₈ H ₆ O ₄
Dimethyl Formamide	=	C ₃ H ₇ NO	Dioctyl Phthalate	=	C ₂₄ H ₃₈ O ₄
1,2 } Propylene Glycol	=	C ₃ H ₈ O ₂	Diisodecyl Phthalate	=	C ₂₈ H ₄₆ O ₄
1,3 }					
Glycerol	=	C ₃ H ₈ O ₃	Sodium Chloride	=	Cl N _a
Maleic Anhydride	=	C ₄ H ₂ O ₃	Chlorine	=	Cl ₂
Maleic Acid	=	C ₄ H ₄ O ₄	Hydrogen Iodide	=	HI
Acetic Anhydride	=	C ₄ H ₆ O ₃	Hydrogen Sulfide	=	H ₂ S
n - Butyraldehyde					
Isobutyraldehyde	=	C ₄ H ₈ O	Nitrogen Dioxide	=	NO ₂
Methyl Ethyl Ketone					
Sulfolane	=	C ₄ H ₈ O ₂ S	Nitrogen	=	N ₂
Butanediol	=	C ₄ H ₁₀ O ₂	Oxygen	=	O ₂

ECOLE NATIONALE SUPERIEURE
DES MINES DE SAINT-ETIENNE

INSTITUT NATIONAL POLYTECHNIQUE
DE GRENOBLE

N° d'ordre : 161 CD

NOM : Pascal ALIX

SUJET : Ecoulements diphasiques lors de la vidange de gaz liquéfiés initialement à saturation.
Influence de la nature du fluide.

SPECIALITE : Génie des Procédés

MOTS CLES : Diphasique liquide/vapeur - Ecoulement critique - A saturation - Sécurité industrielle - Nature du fluide

RESUME :

En cas de perte de confinement (rupture d'un piquage) sur un réservoir de gaz liquéfié sous pression, il y aurait un écoulement diphasique (liquide-vapeur) critique. L'objet de ce mémoire est de valider les modèles décrivant ces écoulements vis à vis de différents fluides (eau, R11, méthanol, acétate d'éthyle, butane pur, butane commercial).

Une installation expérimentale de taille pilote a été réalisée. Dans la conduite d'essai ($L=535$ mm, $D=8$ mm) l'écoulement est quasi-stationnaire, critique, adiabatique et reproductible. L'écart à la saturation en amont est mesuré à 25 mbar près, ce qui permet de mesurer le débit à saturation à $\pm 12\%$.

Une représentation adimensionnelle des résultats montre que la pression en amont réduite est le paramètre prépondérant. Ce résultat nouveau semble indiquer qu'un modèle peut être validé avec un minimum de fluides, pour peu que l'on raisonne en coordonnées réduites.

Les modèles homogènes hors équilibre thermodynamique (DEM, HRM) sont les plus précis. HRM est le plus adapté au calcul du débit de fuite, même si il peut devenir très majorant aux pressions réduites élevées. Aucun modèle ne prend correctement en compte la sensibilité du débit à la pression réduite. Ce biais peut avoir au moins deux origines : une influence non négligeable du glissement entre phases ou une cinétique de vaporisation perfectible. Ecrire un bilan énergétique sur la phase vapeur semble physiquement pertinent pour exprimer la cinétique de vaporisation. Mais il est également impératif de quantifier la nucléation.